N° D'ORDRE
40

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE MONTPELLIER

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Paul COMPAN

Préparateur à la Faculté des Sciences de Montpellier

1re **THÈSE.** — Essai sur le pouvoir refroidissant de l'air et sur les lois du rayonnement.

2me **THÈSE.** — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 30 juin **1902, devant la Commission d'examen**

MM. CROVA, *Président.*
DE FORCRAND, } *Examinateurs.*
MESLIN, }

MONTPELLIER

IMPRIMERIE SERRE ET ROUMÉGOUS, RUE VIEILLE-INTENDANCE, 5

—

1902

N° D'ORDRE
40

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE MONTPELLIER

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Paul COMPAN

Préparateur à la Faculté des Sciences de Montpellier

1re **THÈSE.** — Essai sur le pouvoir refroidissant de l'air et sur les lois du rayonnement.

2me **THÈSE.** — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le **1902, devant la Commission d'examen**

ACAD.
LUGD.BAT.
BIBL.

MM. CROVA, *Président.*
DE FORCRAND,
MESLIN, } *Examinateurs.*

MONTPELLIER
IMPRIMERIE SERRE ET ROUMÉGOUS, RUE VIEILLE-INTENDANCE, 5

1902

UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen	SABATIER, professeur . . .	Zoologie et Anatomie comparée.
Professeur et doyen honoraire	PAUL DE ROUVILLE	
Professeurs	CROVA	Physique.
	FLAHAULT	Botanique.
	DAUTHEVILLE	Mécanique rationnelle.
	DE FORCRAND.	Chimie.
	FABRY	Mathématiques pures.
	DELAGE	Géologie et Minéralogie.
	MESLIN.	Physique.
Profeseur adjoint. . .	ŒCHSNER DE CONINCK . .	Chimie.
Chargés d'un cours complémentaire	CURIE	Minéralogie.
	PAVILLARD	Botanique.
Maîtres de conférences	SOULIER.	Zoologie.
	LEBEUF	Astronomie.
	BAIRE	Mathématiques.
Chargé des fonctions de maître de conférences	GIRAN,.	Chimie.
Secrétaire	GRANGÉ.	

MONTPELLIER. — IMPRIMERIE SERRE ET ROUMÉGOUS
Rue Vieille-Intendance, 5

A

MONSIEUR CROVA

CORRESPONDANT DE L'INSTITUT
DIRECTEUR DE L'INSTITUT DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ
DE MONTPELLIER

Hommage de reconnaissance et de
profond dévouement

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546806_0039

PREMIÈRE THÈSE

ESSAI

SUR LE

POUVOIR REFROIDISSANT DE L'AIR

ET

SUR LES LOIS DU RAYONNEMENT

INTRODUCTION

L'étude du rayonnement et celle du refroidissement d'un corps plongé dans un fluide ont été entreprises, au commencement du siècle dernier, par Dulong et Petit, qui, malgré la complexité du phénomène, surent en dégager et énoncer les principales lois.

Leur travail fut complété par celui de De la Provostaye et Desains. La méthode employée par ces Physiciens comporte des corrections importantes et, de plus, la loi du rayonnement n'a pas été établie directement, les ressources expérimentales dont les physiciens disposaient à cette époque ne le permettant pas.

Depuis, un certain nombre d'expérimentateurs ont fait des recherches sur cette question, mais par des méthodes diverses. Il y avait lieu de reprendre et d'élargir l'étude de ces lois en utilisant tous les progrès qui ont été réalisés depuis dans le domaine des Sciences Physiques, tout en suivant la

même méthode que celle qui a été employée par Dulong et Petit.

C'est ce que j'ai essayé de faire, guidé et inspiré par M. Crova, directeur de l'Institut de Physique, dont la haute compétence dans toutes ces questions fait autorité et à qui je suis heureux d'adresser mes remercîments les plus sincères et l'assurance de mon profond dévouement.

Au cours de ce travail, j'ai reçu des conseils et des indications précieuses de M. Boussinesq, membre de l'Institut, professeur à la Sorbonne, qui m'a fait l'honneur de consacrer une note relative à ces expériences dans son nouveau *Traité de la théorie analytique de la chaleur*; et j'ai puisé dans des conférences sur l'Emission des radiations, faites par M. Meslin, des renseignements utiles. Je leur en exprime mes sentiments de reconnaissance.

Enfin, je remercie le personnel auxiliaire de l'Institut, qui m'a toujours aidé avec beaucoup de zèle, et spécialement le mécanicien de l'Institut de Physique, M. Blaquière, sans le concours duquel il m'aurait été impossible de mener à bien certaines expériences, notamment celles qui nécessitaient l'emploi de l'air liquide.

I. — HISTORIQUE

Soit un corps placé dans une enceinte gazeuse à température plus basse que la sienne, il se refroidit et dégage une certaine quantité de chaleur dq pendant le temps dx ; ce dégagement produit un abaissement de la température du corps égal à dt : en supposant dq proportionnel à t, excès de la température du corps sur celle de l'enceinte, on arrive à la formule de Newton (1)

$$t = t_0 e^{-kx}$$

donnant la valeur de l'excès de température t au temps x compté à partir du moment où l'excès de température était t_0.

Cette loi n'est applicable que lorsque les valeurs de t sont peu supérieures à celles de t_0. Delaroche (2) l'a montré le premier, mais c'est Dulong et Petit (3), en 1818, qui, les premiers, ont fait une étude détaillée du phénomène dans un travail demeuré classique et qui a donné lieu, à son tour, à une étude non moins importante faite par De la Provostaye et Desains.

Le travail de Dulong et Petit se trouvant exposé dans les principaux Traités de Physique, il suffira d'indiquer le principe de la méthode et les résultats auxquels sont arrivés ces Physiciens.

Un thermomètre (2 centimètres et 6 centimètres de diamètre) était placé au milieu d'une enceinte sphérique de 30 centimètres de diamètre, noircie intérieurement, c'est-à-dire de

(1) Newton. — *Transactions philosophiques*, 1701, N° 270.

(2) Delaroche. — Sur le calorique rayonnant (*Journal de Delamétherie*, t. LXXV, p. 201).

(3) Dulong et Petit. — *Annales de Chimie et Physique*, 2e série, t. VII, p. 225 et 337.

pouvoir émissif maximum ; il était au préalable chauffé jusqu'à 280° environ et l'enceinte maintenue à température constante (0°, 20°, 40°). Dans cette enceinte on introduisait du gaz à diverses pressions, depuis 720 jusqu'à 45 millimètres, ou, l'on faisait le vide le plus parfait possible (2 millimètres). On notait les températures après des intervalles de temps égaux et on les reliait par la formule d'interpolation $T = T_0 A^{\alpha x + \beta x^2}$, x étant le temps compté à partir du moment où l'excès de température était T_0 ; ayant déterminé A, α, β par trois valeurs connues de T, on pouvait calculer la vitesse de refroidissement $V = -\frac{dT}{dx}$ pour des températures intermédiaires.

En étudiant successivement l'action de la pression, de la température et de la nature du gaz, Dulong et Petit arrivèrent à la formule suivante pour représenter la vitesse de refroidissement

$$v = ma^{\theta}(a^{t} - 1) + np^{c} t^{b}$$

dans laquelle le premier terme $ma^{\theta}(a^{t} - 1)$ représente l'action due au rayonnement dans le vide absolu, et le second, $np^{c} t^{b}$, l'action de l'air ou du gaz, c'est-à-dire l'action de la convection et de la conductibilité.

Dans cette formule, a est une constante, la même pour tous les corps, $a = 1{,}0077$, θ est la température centigrade de l'enceinte, t l'excès de température du thermomètre sur celle de l'enceinte, m un terme dépendant de la surface du corps, de sa masse, de sa chaleur spécifique et de son pouvoir émissif ; on peut poser $m = H\frac{S}{PC}$. Le facteur H change d'une substance à une autre, mais pour une même substance il est le même à toute température.

Dans le second terme, p représente la pression exprimée en mètres de mercure, b exposant de la température est le même pour tous les gaz et est égal à 1,233, c exposant de la pression est variable avec les différents gaz, mais toujours

voisin de 0,50 ; ainsi pour l'air $c = 0{,}45$, pour l'anhydride carbonique $c = 0{,}51$, etc. ; pour l'hydrogène seulement $c = 0{,}315$. Enfin, n est variable avec la nature du gaz et les dimensions du corps refroidissant.

Tous ces résultats seraient indépendants des dimensions de l'enceinte refroidissante.

D'après ce mode opératoire, le thermomètre devait avoir une tige assez longue formée de deux parties, l'une sur laquelle était la graduation, l'autre très étroite qui relie la première au réservoir. Le réservoir de ce thermomètre était chauffé à une température bien supérieure à celle où l'on voulait observer, puis était placé dans l'appareil et fixé par une monture en laiton qui complétait l'enceinte.

Pendant le refroidissement, la partie de la tige hors de l'enceinte est à la température ambiante, par conséquent la température lue était inférieure à celle du réservoir ; à mesure que le refroidissement se fait, le mercure froid de la tige vient se mélanger au mercure chaud du réservoir et augmente son refroidissement ; ainsi la masse de mercure qui se refroidit augmente constamment. Le mercure étant nécessairement contenu dans une enveloppe en verre, le corps qui se refroidit n'est pas homogène. Enfin, d'après les travaux de Regnault, lorsqu'on chauffe un thermomètre à des températures élevées, il subit des modifications moléculaires permanentes ou variables.

Cette méthode nécessite donc un très grand nombre de corrections, dont les plus importantes sont : celle qui est due à la différence de température du mercure du réservoir et de la tige et celle de la rentrée du mercure froid.

Un calcul simple montre, en effet, que pour une température du thermomètre de 300°, la température ambiante étant 10°,

la première correction est de 12 à 13° et la seconde est d'un vingtième environ de la valeur de la vitesse (1).

Toutes ces corrections sont très fortes et l'on peut se demander quelle peut être leur influence sur les résultats trouvés.

Enfin, pour déterminer la part due au rayonnement, Dulong et Petit, de même que De la Provostaye et Desains, n'avaient pas de machines permettant de faire un vide suffisant ; ils ne raréfiaient l'air qu'à 2 ou 1 millimètre au plus ; les valeurs obtenues pour les vitesses devaient être diminuées de la part due au gaz restant; pour cela, ils faisaient une série d'expériences en faisant varier la pression du gaz et trouvaient la loi donnant l'action de l'air qu'ils retranchaient de l'effet total. Ces différences représentant les vitesses dans le vide vérifiaient la formule déjà indiquée $ma^0 (a^t - 1)$ à laquelle ils avaient été conduits par des considérations basées sur leurs expériences.

En 1846, De la Provostaye et Desains (2), ayant fait quelques expériences pour étudier ce que devient le refroidissement d'un corps lorsqu'il se produit un changement dans la grandeur ou dans la nature de l'enceinte, furent amenés à reprendre le travail de Dulong et Petit.

Le dispositif est sensiblement le même; ils se servirent de 2 thermomètres, l'un sphérique, de 3 centim. de diamètre, pouvait indiquer jusqu'à 150 degrés, l'autre cylindrique, de 2 centim. de diamètre sur 7 de hauteur, contenant 300 grammes de mercure, pouvait aller jusqu'à 180 degrés.

Le refroidissement de ces thermomètres fut étudié en laissant la surface vitreuse, en recouvrant celle-ci de noir de fumée ou de feuilles d'argent ou d'or, et étant placés dans

(1) Cité par M. Meslin dans ses conférences sur l'Émission des radiations.

(2) F. De la Provostaye et P. Desains. — *Annales de Chimie et Physique*, 3e série, t. XVI, p. 337.

trois enceintes de dimensions différentes dont les parois pouvaient être aussi recouvertes de noir de fumée ou de feuilles d'argent. Deux de ces enceintes étaient sphériques et avaient 24 et 15 centim. de diamètre ; la troisième était cylindrique et avait 6 centim. de diamètre sur 20 de hauteur.

Pour déterminer la vitesse, au lieu d'évaluer les températures après des temps égaux, ils notaient au moyen d'une montre à secondes les instants précis où le sommet de la colonne de mercure, dans sa marche descendante, passait devant des traits déterminés et convenablement espacés, puis, supposant la loi de Newton vraie dans un petit intervalle, ils employaient la formule

$$t_1 = t_0 \left(\frac{1}{\mu}\right)^x$$

x étant toujours le temps compté du moment initial où l'excès est t_0; μ est déterminé en prenant 2 excès connus t_0 et t_1 et cette valeur sert pour calculer la vitesse correspondant à un excès t compris entre t_0 et t_1. La vitesse de refroidissement est alors donnée par la formule

$$- \frac{dt}{dx} = v = t \log \mu$$

De la Provostaye et Desains trouvèrent ainsi certaines particularités qui avaient échappé à Dulong et Petit. Voici leurs principales conclusions :

1° Pour un thermomètre dont la boule est vitrée ou noircie et dans une enceinte noircie, la formule du rayonnement $ma^0 (a^t - 1)$ avec m constant est vérifiée ; mais avec un thermomètre argenté ou doré, les valeurs de m diminuent quand la température augmente ; ce qu'ils ont expliqué par la variation du pouvoir émissif des métaux polis avec la température.

Ainsi avec le thermomètre à boule et tige argentées,

à 150° $m = 0{,}0087$
à 65° $m = 0{,}0109$

Avec la boule argentée et la tige vitrée,

à 150° $m = 0{,}0108$

à 75° $m = 0{,}0134$

2° Lorsque le thermomètre est dans une grande enceinte, l'action refroidissante de l'air est bien représentée par l'expression $np^c\ t^b$, avec $c = 0{,}45$ et $b = 1{,}233$; mais lorsque les dimensions de l'enceinte diminuent, la loi se complique et change, et il arrive un moment où le refroidissement devient indépendant de la pression à laquelle on opère entre certaines limites d'autant plus grandes que les dimensions de l'enceinte sont plus petites. Ainsi, pour le thermomètre cylindrique, les limites étaient de 4 à 20 millim. avec le ballon de 24 centimètres, de 6 à 28 millim. avec celui de 15 centimètres. Pour le thermomètre sphérique, dont le volume est moindre, les limites de pression sont plus resserrées. Enfin, on ne peut plus prendre la formule précédente avec des valeurs constantes de b et c ; il faut à chaque expérience donner à b et c des valeurs variables.

Pour un même excès de température, le refroidissement total est plus lent dans un ballon de 15 centimètres que dans un de 24, et cela jusqu'à ce qu'on arrive à une valeur de la vitesse indépendante de la pression ; aux pressions plus faibles, la vitesse de refroidissement diminue plus rapidement que dans le grand ballon.

En ce qui concerne l'état de la surface de l'enceinte, si son pouvoir réflecteur augmente, la vitesse diminue avec un thermomètre vitré. Avec un thermomètre noirci, les résultats sont analogues, mais m varie légèrement avec la température ; la forme de la loi du refroidissement total et du rayonnement n'est pas changée. Toutes ces conclusions resteraient les mêmes, soit qu'on fasse les corrections importantes dont il a été parlé dans le travail de Dulong et Petit, soit qu'on n'en tienne pas compte. Si P est le poids, S la surface, C la cha-

leur spécifique du thermomètre, on peut poser, comme l'ont fait Dulong et Petit

$$m = H \frac{S}{PC} \qquad n = K \frac{S}{PC}$$

mais H, au lieu d'être une constante, est fonction de l'état de la surface du thermomètre et de l'enceinte, et K est un facteur identique pour tous les corps, mais variable avec le gaz ambiant.

M. Aimé Witz (1), en 1878, dans la première partie de sa thèse, a cherché comment varie la vitesse de réchauffement d'un gaz qui pénètre dans une enceinte à température supérieure à la sienne ; pour cela, le gaz mesurait sa température propre par ses variations de pression à volume constant, et, comme il se mettait en équilibre de température avec l'enceinte d'une façon instantanée, il fallait le refroidir dans le réservoir même par une détente. L'enceinte était un cylindre en fonte semblable à celui d'une machine à vapeur à enveloppe. Le gaz détendu se mettait rapidement en équilibre, de sorte qu'on ne pouvait suivre à l'œil les variations du manomètre ; aussi celles-ci étaient inscrites par l'emploi de deux fils de platine, faisant partie du circuit d'une pile et d'un Morse, placés dans le manomètre, de telle façon que le mercure ne les touchât que pendant un intervalle assez court correspondant à une variation de pression constante.

Alors que les vitesses maxima observées par Dulong et Petit étaient de 24°42 dans une minute, par De la Provostaye et Desains de 0°22 dans une seconde, celles de M. Witz allaient jusqu'à 12° par seconde.

Le dispositif employé pour l'inscription de la variation de pression, qui est constante, et par suite de la variation de

(1) Aimé Witz. — Essai sur l'effet thermique des parois d'une enceinte sur les gaz qu'elle renferme. Thèse, Paris, 1878, et *Journal de Physique*, 1re série, t. VIII, p. 16.

température, ne permet pas d'étudier le refroidissement ou le réchauffement continu du gaz depuis 0° jusqu'à la température de l'enceinte 100° par exemple. A chaque détente on ne fait qu'une mesure et il faut comprimer, à chaque fois, le gaz à des pressions différentes pour que, détendu, il parte d'une température différente de la précédente.

M. Witz est arrivé aux résultats suivants :

1° La vitesse de réchauffement ou de refroidissement est proportionnelle à t^b, t étant la différence de température entre celle de l'enceinte et du gaz, b est égal à 1,216 en moyenne, tant que t n'est pas supérieur à 40° ; au delà, b croît et dépasse la valeur de Dulong et Petit 1,233.

2° Toutes choses égales d'ailleurs, la vitesse dépend du nombre de contacts que subit une molécule du gaz avec un élément de la paroi dans l'unité de temps, c'est-à-dire que la vitesse sera proportionnelle à $\frac{S}{V}$, S surface et V volume de l'enveloppe.

3° La vitesse est proportionnelle à p^c ; pour des pressions inférieures à 900 millim. de mercure $c = 0{,}45$, mais au delà, de 1400 à 2806 millim., la vitesse deviendrait indépendante de la pression, phénomène analogue à celui observé par De la Provostaye et Desains, aux basses pressions, dans les petites enceintes.

Dans ces expériences, faites en vue des applications pratiques, c'est la température du gaz lui-même qui est observée au lieu de celle d'un corps placé dans ce gaz ; le phénomène est d'une rapidité extrême.

Un résultat, digne d'attirer l'attention, obtenu dans cette partie du travail, était la constance de la vitesse aux pressions élevées. Comme les conséquences qui en auraient résulté étaient très importantes, M. Witz (1) reprit cette question

(1) A. Witz. — *Annales de Chimie et Physique*, 5ᵉ série, t. IV, 1879, p. 208.

d'une manière différente en faisant varier la pression depuis 760 millim. jusqu'à 6400 millim. et ne retrouva plus cette indépendance de la vitesse ; la valeur de l'exposant c variait de 0,45 à 0,85, puis retombait à sa valeur primitive 0,44. D'ailleurs la méthode employée est sujette à critique, comme on le verra plus loin.

Par une méthode toute différente des précédentes, M. Rivière (1) a étudié le refroidissement d'un fil de platine placé dans un grand flacon en verre de 10 litres de capacité en moyenne, dans lequel on pouvait introduire de l'air sec à des différentes pressions, ou bien faire le vide.

Le principe de la méthode est le suivant : un fil métallique traversé par un courant électrique s'échauffe jusqu'à ce que la chaleur fournie par le courant soit exactement compensée par la perte provenant du rayonnement et du contact du gaz ambiant. On déterminait simultanément la température du fil de platine par sa résistance, l'intensité du courant et, par suite, la quantité de chaleur dégagée au moyen de la loi de Joule. Dans des essais préalables, l'étude de la résistance du fil en fonction de la température avait été faite en l'enroulant sur le réservoir même du thermomètre à air. Les fils employés avaient 1/10 et 1/20 de millim. de diamètre, ils étaient placés horizontalement, le flacon étant couché.

Les conclusions de M. Rivière sont les suivantes :

1. *Chaleur enlevée par l'air.* — *1° Influence de la pression.* — Cette chaleur peut être représentée par l'expression np^c, dans laquelle c est constant lorsque p est compris entre 300 et 50 millim. ; seulement, c n'a plus la valeur 0,45 trouvée par les Physiciens précédents, mais 0,163. Au-dessous de 50 millim., la chaleur enlevée diminue plus vite que ne l'in-

1) Rivière. — Essai sur le pouvoir refroidissant des gaz. Thèse, Paris 1884, et *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 473.

dique la formule $np^{0,163}$ et la chute devient très rapide aux basses pressions ; de plus, l'influence de la pression n'est pas la même aux différentes températures, elle est plus grande pour les températures basses que pour les températures élevées.

Dans ces expériences, le refroidissement dû au gaz a une valeur considérable par rapport à celui dû au rayonnement seul ; ainsi à 100° d'excès thermométrique sous 200 millim., l'air sec enlèverait 180 fois autant que le rayonnement.

2° *Influence de la température.* — Sous une pression déterminée et quand on considère des excès de température de plus en plus grands, la quantité de chaleur enlevée croît d'abord, suivant la formule Bt^b ou $b > 1$, mais, à partir d'une certaine température, le phénomène change d'allure et la perte de chaleur augmente moins rapidement que l'excès, c'est-à-dire que b devient plus petit que 1.

3° *Influence du diamètre du fil.* — Le refroidissement par l'air ne serait pas proportionnel à la surface du fil, mais serait relativement plus grand pour les fils de plus petit diamètre.

II. *Chaleur perdue dans le vide.* — En admettant la formule de Dulong et Petit $ma^\theta\ (a^t - 1)$ exacte, on détermine m de façon qu'elle représente la quantité de chaleur mesurée à 150°, et l'on compare jusqu'à 1000° les valeurs données par la formule et l'observation. On trouve que la concordance est satisfaisante jusqu'à 400° environ ; au delà, les valeurs calculées croissent beaucoup trop rapidement. Ainsi, d'après un tableau de M. Rivière, à 900°, l'observation donne 24050 et le calcul 78280.

Ces résultats sont très différents de ceux qui ont été obtenus précédemment. Cette différence peut provenir de l'emploi d'un fil qui offre au gaz une surface relativement considérable

par rapport à sa masse. De plus, M. Bottomley (1), en employant une méthode analogue à celle de M. Rivière, a trouvé que, toutes choses égales d'ailleurs, il semble résulter que plus le fil est fin plus son pouvoir émissif est grand. Il faut remarquer que l'emploi d'un fil de platine rougi par un courant électrique comporte une cause d'erreur importante. A cause du rayonnement, la température croît depuis la couche superficielle, où elle est minima, jusqu'au centre. On peut ainsi amener par un courant l'axe du fil à la température de fusion, tandis que la couche superficielle est encore solide et soutient la masse liquide axiale qui se résout bientôt en une chaîne de perles de Plateau. La température n'est donc pas uniforme dans le fil. D'autre part, la méthode précédente est une méthode statique, c'est-à-dire que l'on attend que le régime stationnaire soit atteint, tandis que, dans les autres, on étudie le régime variable. On peut se demander quelle est la plus exacte des deux méthodes, statique ou dynamique, quoiqu'on sache que la seconde rend mieux compte du phénomène. Il suffira de citer le passage de M. Rivière, dans son introduction, relatif à ces deux méthodes.

«Il n'est pas évident que ces deux sortes de méthodes doi»vent toujours conduire au même résultat, c'est-à-dire don»ner, pour une même température du corps, et toutes choses »égales d'ailleurs, une même quantité de chaleur perdue »dans un même intervalle de temps. Le milieu ambiant, en »effet, prend, sous l'influence du corps chaud, un certain état »de température qui est variable dans la méthode dynamique, »stationnaire dans la méthode statique; l'état stationnaire »exigeant un certain temps pour s'établir, la distribution des »températures du milieu ambiant ne sera jamais, pour une

(1) Bottomley. — Influence des dimensions du corps qui se refroidit sur la perte de chaleur par radiation et par convection. *Nature (anglaise)*, sept. et oct. 1884; *Journal de Physique*, 2e série, t. IV, p. 373.

»même température du corps, la même dans les deux cas et »sera toujours, dans le premier, en retard sur ce qu'elle »serait dans le second ; or, on ne saurait nier que cette distri»bution ait une influence sur le refroidissement».

Il résulte de l'ensemble de tous ces travaux que l'action refroidissante de l'air est donc un phénomène complexe, fonction d'un très grand nombre de quantités (dimensions du corps, pouvoir émissif, conductibilité du gaz, température, pression du gaz, sa mobilité, etc.). Cependant, lorsque l'enceinte a des dimensions suffisamment petites, le phénomène paraît se simplifier vers les basses pressions, et la vitesse de refroidissement devient constante et indépendante de la pression. Cette particularité, qui semblait se reproduire aux pressions élevées d'après le premier travail de M. Witz, n'a pas été confirmée par ses secondes expériences. De la Provostaye et Desains avaient énoncé le résultat sans chercher à en donner une explication. Depuis, un certain nombre d'hypothèses et de calculs ont été faits pour ce cas particulier qui seront expliqués et analysés dans un chapitre spécial (voir chapitre F).

La formule du rayonnement calorifique $ma^{\theta}\,(a^{t} - 1)$ était considérée comme suffisamment exacte pour des excès de température ne dépassant pas 300 degrés qu'avaient employés Dulong et Petit. A des températures élevées, Draper, en 1845, avait trouvé que cette loi n'était qu'approchée, et M. Soret (1), qu'elle n'était plus vérifiée. D'autre part, M. Violle (2), en mesurant l'intensité lumineuse émise par un fil de platine, avait été amené à substituer à la valeur constante de $a = 1{,}0077$ une valeur décroissante lorsque la température augmente; il avait $\log a = m - nt$.

En 1879, M. Stéfan (3), « en faisant une étude critique des

(1) Soret. — *Archives de Genève*, t. XLIV, p. 220 ; t. XLV, p. 252, etc.

(2) Violle. — *Comptes rendus*. t. LXXXVIII, p. 171.

(3) Stéfan. — *Vienn. Akad. Bericht*, 2e série, t. LXXIX, p. 391-428, 1879.

»travaux effectués antérieurement, établit que le rayonnement »total d'un corps est proportionnel à la 4e puissance de la »température absolue. Il fut amené à cette loi en essayant »d'égaler au rapport des températures le nombre de Tyndall »11,7 représentant le rapport du rayonnement calorifique d'un »fil de platine pour la température du rouge naissant 525° et »pour le rouge blanc 1200° ; il trouva précisément

$$\frac{(1200 + 273)^4}{(525 + 273)^4} = 11{,}6.$$

» Lorsqu'il eut tenu compte de l'erreur due à la conducti»bilité de l'air dans les recherches de Dulong et Petit et de »De la Provostaye et Desains, il trouva que les vitesses de »refroidissement observées par ces Physiciens s'accordaient »avec la loi de la quatrième puissance de la température »absolue » (1).

Cette formule est empirique, comme on le voit ; toutefois, d'après M. Boltzmann (2), elle peut se déduire de la théorie électromagnétique de la lumière. Depuis, un grand nombre de recherches ont été faites pour étudier la loi du rayonnement aux hautes températures par MM. Siemens, Schleiermacher, Rossetti, Paschen, Bottomley, Lummer, Pringsheim, Kurlbauhm, Garbe, etc. On en trouvera un exposé très complet et très net dans le tome II des Rapports présentés au Congrès international de Physique (Paris, 1900), au rapport de M. Lummer intitulé : « Le Rayonnement des Corps noirs » et d'où ont été extraites les lignes citées plus haut. Toutes ces expériences ne sont pas absolument concordantes ; alors que certaines vérifient la loi de Stéfan jusqu'à 1000° environ, d'autres sont en désaccord. Il semble aussi résulter que l'exposant de la température n'est pas le même pour tous les

(1) Rapports présentés au Congrès international de Physique (Paris, 1900), t. II, p. 61.

(2) Boltzmann. — *Wied. Annalen*, t. XXII, p. 291, 294.

corps ; pour le noir de platine et le noir de fumée, il serait presque exactement 4 ; pour l'oxyde de fer 4.5, pour le platine 5. Les expériences de M. Rivière dont il a été parlé concordent assez bien avec T^5.

Enfin, M. Weber (1) a donné, pour la vitesse du rayonnement total dans le vide, la formule :

$$v = A\,(Tm^T - \Theta m^\Theta)$$

où T est la température absolue du corps, Θ celle de l'enceinte, A une quantité dépendant du corps, de son pouvoir émissif, et m un nombre fixe ayant la même valeur pour tous les corps égale à 1,0043.

D'après Weber, cette formule serait plus exacte que celle de Stéfan, surtout aux températures élevées. Elle a pu rendre compte en effet de l'allure des courbes trouvées par M. Langley pour représenter l'énergie dans les spectres (2). Cependant, M. Ferrel (3) a fait remarquer que la valeur de m avait été déduite des expériences de M. Schleiermacher (4) qui sont sujettes à la critique.

Il faut remarquer que les formules de Stéfan et de Weber sont en harmonie avec les principes de la théorie mécanique de la chaleur ; si l'enceinte était au zéro absolu, elles indiquent que son rayonnement serait nul, alors que d'après la formule de Dulong et Petit mise sous la forme $ma^{t+\theta} - ma^{\theta}$, ce rayonnement serait ma^{-273}, valeur différente de zéro ; il ne serait nul que pour $\theta = -\infty$.

Si de nombreuses expériences sur le rayonnement ont été faites aux températures élevées, il n'en a pas été fait ou presque pas aux basses températures, comme celle de l'ébullition

(1) H.-F. Weber. — *Berl. Akad. Bericht*, t. II, p. 933, 1888.

(2) Conférences de M. Meslin sur « l'Émission des Radiations ».

(3) W. Ferrel. — *The American of Science*, t. XXXIX, p. 137 ; *J. de Physique*, 2e série, t. X, p. 92.

(4) Schleiermacher. — *Wied. Ann.*, t. XXVI, p. 287 ; *J. de Physique*, 2e série, t. V, 1884, p. 508.

de l'air liquide. Dans son rapport, M. Lummer ne cite que les déterminations qu'il a faites avec M. Kurlbauhm ; ces savants emploient le même dispositif que celui qui leur a servi pour les hautes températures. Un corps noir, constitué par une sphère noircie intérieurement percée d'un orifice et chauffée à $t°$, envoie sur un bolomètre le flux qui émane de cette ouverture ; ce corps a été plongé dans l'air liquide et on étudie le refroidissement du bolomètre. M. Lummer dit simplement que la loi de Stéfan est sensiblement vérifiée jusqu'à cette température. On voit que dans ce cas, ce n'est pas le corps noir, mais au contraire le bolomètre qui rayonne vers lui.

Les expériences de Dulong et Petit de même que celles de De la Provostaye et Desains ne permettent pas de vérifier expérimentalement la formule donnée par les deux premiers auteurs pour représenter le rayonnement. Cette vérification n'est faite qu'en retranchant de l'action totale observée celle qui est due à l'air.

Si l'on observait directement le refroidissement dans le vide presque parfait, ce que l'on peut faire aujourd'hui par l'emploi des trompes à mercure, trouverait-on la même loi que celle qui a été établie ?

Cette loi subsiste-t-elle encore aux basses températures, ou quelle est celle, de la formule de Stéfan ou de la formule de Veber, qui représente le mieux le phénomène ?

Si, au lieu de prendre un thermomètre qui constitue un corps mal défini au point de vue de sa capacité calorifique et pour lequel il faut faire des corrections importantes, on prenait un corps bien défini, tel qu'une sphère métallique très conductrice dont un dispositif permettrait d'évaluer la température avec exactitude et sans nécessiter de termes de corrections, cette sphère pouvant être placée au centre d'une enceinte également sphérique, de sorte qu'on réaliserait le cas

théorique de deux sphères concentriques, trouverait-on les mêmes lois pour l'action due à l'air?

M. Witz, seul, a cherché ce que devient cette action aux pressions élevées, mais ses deux méthodes n'ont pas donné de résultats concordants ; la question n'est donc pas résolue. Que devient cette action aux pressions élevées, de même qu'à l'air libre, dans une enceinte indéfinie ?

Enfin, puisque par son contact avec le corps l'air s'échauffe et produit des courants de convection qui le mettent en mouvement, les lois seront-elles les mêmes, si, par un moyen quelconque, on imprime à l'air une certaine vitesse de translation ?

Telles sont les questions que j'ai essayé de résoudre en utilisant les progrès faits par la science depuis que Dulong et Petit et De la Provostaye et Desains ont établi ces lois, et les moyens d'investigation plus précis qu'elle fournit.

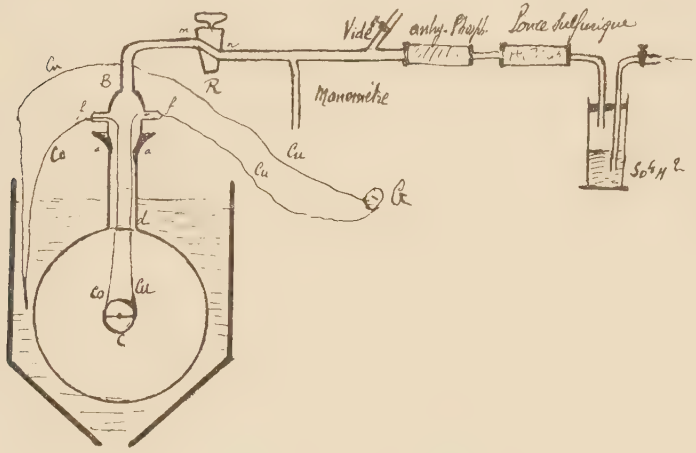
Dans ce premier travail, je me suis limité au cas de l'air sec ; celui des autres gaz et des vapeurs sera l'objet d'études ultérieures.

II. — PRINCIPE DE LA MÉTHODE

Une boule massive de cuivre rouge (1), *c*, de 2 centimètres de diamètre, recouverte de noir de fumée, est traversée suivant un diamètre par un couple thermoélectrique filiforme dont une des soudures est au centre et permet d'évaluer sa température avec précision dans un grand intervalle ; les deux fils du couple servent à suspendre la boule au centre d'un

(1) Un dispositif analogue avait été déjà employé par M. Mac-Farlane pour mesurer la *conductibilité de la chaleur* en valeur absolue. Il chauffait la boule avec la flamme de l'alcool et la plaçait dans l'enceinte *maintenue humide par une certaine quantité d'eau*; il opérait avec une boule à surface brillante, puis recouverte de suie et trouva ainsi que le rapport des pouvoirs émissifs dans les deux cas est constant. (*Procedings of the Royal Society of London*, t. xx, p. 90).

ballon en verre ou d'une enceinte sphérique métallique. L'autre soudure est à une température connue et constante qui est celle du milieu entourant le ballon. Le couple est relié à un galvanomètre à cadre mobile du modèle Deprez d'Arsonval.



Le ballon de verre a un col *a a* évasé et est fermé par un bouchon rodé B, contenant deux petites tubulures *ff* par lesquelles sortent les deux fils du couple maintenus avec du mastic et un robinet R reliant le ballon soit à la machine pneumatique ou à une trompe à mercure à six chutes, soit à des tubes desséchants que doit traverser l'air que l'on introduira.

Comme il fallait maintenir de basses pressions ou le vide dans le ballon, le robinet a été construit de façon que sa tubulure soit inclinée et par suite que les deux issues de l'air ne soient pas en prolongement l'une de l'autre. Lorsque dans un robinet la tubulure est horizontale, par l'usage un peu prolongé, les bords *m* et *n* raient l'intérieur du robinet, de sorte qu'il se fait de petits canaux horizontaux par lesquels, surtout aux basses pressions, l'air peut passer et le vide ne se

maintient pas. Avec le dispositif adopté, les rainures que peuvent produire chacun des bords *a* et *b* sont sans influence et le robinet tiendra toujours.

L'évasement *a a* était rempli d'une pâte formée par un mélange de cire jaune et d'huile de pied de bœuf épurée qui empêche toute rentrée de l'air; par un mélange convenable de ces deux substances, on obtient l'état pâteux que l'on désire, quelle que soit la température ambiante.

L'air contenu dans le ballon avait traversé un barboteur à acide sulfurique, puis deux tubes, l'un à ponce sulfurique et l'autre contenant de l'anhydride phosphorique. Sur le trajet était un tube barométrique permettant de mesurer sa pression.

L'enceinte du ballon n'étant pas complètement sphérique, pour la compléter et éliminer le plus possible l'influence du col, un petit disque de carton noirci *d* était maintenu par les deux fils à la hauteur convenable : ce disque se mettait à la même température que celle de l'enceinte, car on avait soin que le bain entourant celle-ci arrivât jusqu'au-dessus de son niveau.

Il eût été préférable d'employer un ballon métallique à parois noircies, mais, comme pour faire un vide aussi complet que possible, avec la trompe à mercure, dans un ballon de 8,3 centimètres de diamètre, il faut près d'une journée, on ne pouvait songer à retirer la boule pour la chauffer au préalable et faire ensuite le vide.

On sait d'ailleurs que le pouvoir absorbant du verre pour les grandes longueurs d'onde, aux températures peu élevées, est sensiblement le même que celui du noir de fumée : on peut donc se servir d'un ballon en verre, ce qui permet de chauffer la boule facilement sans la sortir de l'enceinte.

Les expériences faites dans une enceinte à parois métalliques noircies justifieront cet emploi, comme on le verra.

La boule était chauffée en y envoyant, au moyen d'une lentille, l'image du cratère positif de l'arc électrique; on pouvait ainsi porter la température à plus de 300 degrés. Il faut avoir soin que l'image du cratère ne se fasse pas exactement sur la surface de la boule, mais un peu au delà, sinon on risquerait de brûler le noir de fumée et de modifier l'état de la surface.

Le mode opératoire est alors le suivant : On introduisait dans le ballon de l'air bien sec à une pression déterminée, puis on chauffait la boule jusqu'à 300 degrés environ ; le couple ayant été étalonné au préalable, on connaissait la valeur en degrés de l'échelle du galvanomètre et l'on pouvait suivre le réchauffement ou le refroidissement. On notait exactement la pression, on entourait le ballon de glace râpée dans laquelle plongeait l'autre soudure ; la boule se refroidissait, on observait les déviations au galvanomètre en négligeant les premières lectures pour arriver au régime normal et on notait, au moyen d'un chronomètre à pointeur, de Bréguet, permettant d'apprécier avec exactitude le 1/10 de seconde, le moment où l'on voit des divisions déterminées passer sous le fil du réticule de la lunette ; on notait ainsi les passages des divisions 455, 450, 435, 430...; le galvanomètre ayant son zéro fixe, ces divisions correspondaient toujours au même excès de température. Par la formule de Newton ou celle qui a été employée par De la Provostaye et Desains par exemple, pour des petits intervalles de température, on pouvait calculer les vitesses de refroidissement correspondant à des excès de température donnés, sous une pression déterminée.

On recommencait à des pressions différentes, et de toutes ces valeurs on pouvait déduire les lois du phénomène étudié:

1° Avec un ballon en verre de 16 centim. de diamètre, depuis la pression atmosphérique jusqu'à 1,5 millim.

2° Avec un ballon en verre de 8,3 centim. de diamètre,

depuis la pression atmosphérique jusqu'au vide le plus parfait qu'a pu donner la trompe à six chutes, c'est-à-dire moins d'un millième de millimètre ; dans ce dernier cas, l'enceinte a été entourée de glace râpée, puis d'un mélange de neige carbonique et d'éther et finalement d'air liquide.

3° Avec un ballon à parois métalliques noircies de 14,5 centim. de diamètre, depuis 50 millim. jusqu'à 4480 millim. (6 atmosphères environ).

4° A l'air libre et calme, dans la grande salle où j'opérais.

5° Dans un courant d'air animé de vitesses différentes.

Dans la plupart des cas, les excès de température variaient de 300 à 0°.

III. — LE THERMOMÈTRE

Le corps chaud est une boule massive en cuivre rouge, traversée, suivant un diamètre, par un orifice permettant le passage à frottement dur du couple thermoélectrique, dont les fils avaient 0 mill. 3 de diamètre ; cette boule a 20 mill. 5 dans le cas du ballon en verre de 16 centim. et 20 millim. dans les autres cas. Elle était très légèrement platinée en la frottant avec du chlorure de platine au moyen d'un pinceau, puis recouverte de cinq couches minces de noir de fumée, successivement lavées à l'alcool et séchées.

On sait, en effet «que le lavage à l'alcool, tout en enlevant »les produits pyrogénés de la flamme, paraît agir, pendant la »dessiccation, par la pression capillaire des ménisques infini»ment petits, qui produisent un effet analogue à la compres»sion, de sorte que si l'on dépose successivement des couches »de noir de fumée en lavant à l'alcool chacune d'elles, la cou»che de noir est très adhérente, la pression capillaire des mé»nisques pendant la dessiccation coincant les granules de la »couche dans les interstices de la couche précédente.

»Lorsque le noir de fumée est déposé sur une couche de »platine, la couche est plus solide et son pouvoir émissif de»vient maximum et égal à 0,98 de celui émis par un corps »noir» (1).

La boule était pesée avant de déposer la dernière couche, ce qui ne peut influer sur son poids que dans l'ordre du dixième de milligrammes.

Le couple thermoélectrique était un couple Cuivre-Constantan.

Je ne ferai pas ici l'historique de l'emploi des couples thermoélectriques dans la mesure des températures, ce qui sortirait du cadre de ce travail. Je me borne à rappeler que, par l'association d'un galvanomètre à cadre mobile et d'un couple convenable, on a pu mesurer les températures les plus élevées comme les plus basses et obtenir le degré de sensibilité que l'on désire. C'est ainsi que M. Le Chatelier (2), par l'emploi d'un couple platine-platine rhodié, a pu faire des mesures pyrométriques précises. De même, M. Wroblesky (3) a mesuré les points d'ébullition de l'oxygène, de l'azote, etc., avec un couple cuivre-maillechort. Enfin, M. Rubens (4), par l'emploi d'une pile thermoélectrique Fer-Constantan ayant 20 soudures, a pu obtenir la même sensibilité qu'avec un bolomètre; 1 millim. de l'échelle correspondait à 1/1.000.000 de degré centigrade.

M. Crova (5) a également employé un couple thermoélectrique dans la construction de ses actinographes et de son actinomètre absolu; j'avais, dans ce but, déterminé la force électromotrice de différents couples.

(1) Crova et Compan. — Sur le pouvoir absorbant du noir de fumée pour la chaleur rayonnante. *Comptes rendus*, t. CXXVI, p. 707, 1898.

(2) Le Chatelier. — *Journal de Physique*, 2e série, t. VI, p. 73.

(3) Wroblesky. — Liquéfaction des gaz. *Journal de Physique*, 2e série, t. IV, p. 316.

(4) Rubens. — Rapports présentés au Congrès international de Physique (Paris, 1900); *Le Spectre infra rouge*, t. II, p. 148.

(5) Crova. — Sur un actinomètre absolu. *Comptes rendus*, t. CXXVI, p. 1394, 1898.

Voici les nombres que j'ai trouvés pour les principaux, exprimés en microvolts, et pour des fils de 3/10 de millimètre.

Fer-Constantan	+ 50,06
Cuivre-Constantan(1)	+ 41,09
Fer-Maillechort.....	+ 23,976
Cuivre-Platinoide.....	+ 20,566
Cuivre-Maillechort.....	+ 14,560
Cuivre-Ferronickel	+ 5,514
Cuivre-Fer.....	— 10,649

C'est donc le Fer-Constantan qui est le plus sensible, mais lorsque le fer est soumis à de grandes variations de températures, il subit des modifications moléculaires et le couple ne reste pas identique. Nous avons préféré prendre le second, le couple Cuivre-Constantan formé avec du cuivre électrolytique qui est très pur et ne subit pas de modifications et du constantan de même diamètre (le constantan étant formé par parties égales de cuivre et de nickel purs).

Les deux fils du couple sont soudés directement l'un à l'autre par fusion dans la flamme d'un bec Bunsen, de façon qu'il n'y ait aucune soudure à l'étain qui aurait pu fondre lorsque la boule était portée à de hautes températures et par suite modifier la valeur du couple. La soudure au gaz, avec une petite flamme, réussit très bien ; la soudure électrique ne réussit pas à cause de la différence de conductibilité des deux fils; sous l'action d'un courant suffisant pour faire rougir le constantan, le cuivre reste encore froid.

Le diamètre des fils est de 0 mill. 34, il est tel que le fil est assez fort pour résister au poids de la boule (40 grammes

(1) MM. Van Aubel et Paillot avaient trouvé des nombres analogues:

Pour Fer-Constantan.....	53,86
et Cuivre-Constantan...	40,00

(*Éclairage électrique*, 1895, N° 2, p. 375).

environ) et que, le galvanomètre ayant toujours le même shunt on puisse obtenir les déviations correspondant de 0 à 300°.

Les extrémités du couple étaient réunies par des fils et serre-fils en cuivre rouge à un galvanomètre à cadre mobile, de résistance de 50 ohms et d'une très grande sensibilité. Sans shunt, 1 millim. de l'échelle correspond à 0,0206 microampères d'après un étalonnage que j'ai fait par l'électrolyse de l'argent (1). J'ai vérifié que le champ était exactement uniforme dans toute l'étendue de l'échelle.

Les lectures se faisaient au moyen d'une grande lunette construite par M. Pellin placée à 3 m. 50 du miroir et qui permet d'apprécier le 1/4 de millimètre avec précision ; l'échelle est en verre et divisée en demi-millimètres, elle est éclairée au moyen de deux lampes à incandescence placées derrière elles et pouvant se déplacer le long d'une règle. Etant donnée la grande distance de l'échelle au miroir, j'ai calculé les corrections à faire aux lectures pour que les déviations soient proportionnelles aux angles.

Pour graduer le couple, une des soudures plongeait dans la glace râpée et l'autre était introduite dans un ballon Berthelot dans lequel on portait certains liquides à l'ébullition, cette soudure étant légèrement au-dessus du liquide. Les points de repère sont les points d'ébullition rapportés au thermomètre à air, indiqués par M. Daniel Berthelot (2) dans l'annexe à la traduction de l'article de M. Barus sur la pyrométrie. Ces points d'ébullition sont les suivants :

Benzophénone . .	$306°08 + \frac{H - 760}{15,8}$	(Crafts)
Aniline	$184°23 + \frac{H - 760}{19,6}$	(D. Berthelot)
Eau distillée	$100 + \frac{H - 760}{27,25}$	(Regnault)

(1) Instruction parue au *Journal officiel*. (Voir le *Formulaire de l'Électricien*).

(2) Rapports présentés au Congrès international de Physique; Barus. — *Pyrométrie*, t. I. p. 177.

et le point de fusion du sulfate sodique à 10 molécules d'eau, $SO^4\,Na^2 + 10\,H^2O$, qui est égal à 32°379.

Avec un premier couple dont le diamètre des fils était 0 mill. 25, j'avais trouvé

Ébull. de la benzophénone (H=770,7)	t=306°75 ; déviation exacte	223mm82	1mm=1°67
— l'aniline.....	t=184,396	—	124,65	1mm=1,577
— l'eau distillée...	t=10°,04	—	63,42	1mm=1,479
Fusion de $SO^4\,Na^2 + 10\,H^2O$	t= 32,379		19,41	1mm=1,370

Les déviations ne sont donc pas proportionnelles aux températures ; j'ai alors pris la formule parabolique à deux termes

$$x = at + bt^2$$

où t est la température centigrade et x la déviation exacte ; en prenant les valeurs pour l'ébullition de l'eau et de la benzophénone, on en déduit

$$(1) \quad \log a = \overline{1},76194 \qquad \text{et} \qquad \log b = \overline{4},66542$$

Pour vérifier si cette formule convenait bien avec ces valeurs de a et de b, j'ai déterminé la déviation donnée pour le point d'ébullition de l'aniline et pour le point de fusion du sulfate sodique :

Pour le sulfate sodique on trouve ainsi	x = 19mm51	observé 19mm41
Pour l'aniline	x = 124,387	observé 124,65

L'accord est satisfaisant.

Malheureusement, ce couple s'étant rompu sous le poids de la boule, j'ai dû employer un fil plus gros 0 mill. 34 de diamètre et chercher les nouvelles valeurs de a et de b qui sont (déterminées par l'eau distillée et l'aniline):

$$(2) \quad \log a = 0,0481 \qquad \log b = \overline{4},98109$$

Appliquées à l'ébullition de la benzophénone, elles ont donné x = 460 mill. 50, alors que la déviation observée est de 460 mill. 83.

Ces deux exemples montrent que la formule parabolique à deux termes suffit très bien pour représenter l'action des cou-

ples Cuivre-Constantan et que les valeurs (2) de $\log a$ et $\log b$ donnent une sensibilité plus grande au second couple. Pour celui-ci, en effet, 1 millim. de l'échelle vaut 0°663, et comme on peut apprécier le 1/4 de millim. avec facilité, on peut avoir la température à un dixième de degré près dans un intervalle très grand, de 300 degrés environ. Avec ces résultats (2), j'ai calculé les températures correspondant aux valeurs de x que je pointais au chronomètre (455, 450, 435, 430, etc.) ; elles ont servi pour les déterminations faites dans le grand ballon en verre.

Le couple employé dans le petit ballon est un peu moins sensible, il correspond à

$$\log a = 0{,}04651 \qquad \log b = \overline{4}{,}94279$$

Cela peut provenir un peu de la composition du constantan qui peut être différente de celle du précédent, mais aussi du changement de local qui a nécessité des fils conducteurs plus longs.

A la fin des expériences, ces couples ont été mesurés à nouveau et leur variation a été inférieure à 1 millim. de l'échelle.

L'exactitude de l'évaluation de la température dépend évidemment des points d'ébullition pris comme repères, mais ces températures, ayant été rapportées au thermomètre normal et trouvées les mêmes par plusieurs auteurs, peuvent être regardées comme exactes. Les produits employés étaient purs, et en admettant même une légère incertitude sur le point d'ébullition de la benzophénone, elle se répartit sur toutes les mesures (300°) et n'est pas appréciable. De plus, par la façon d'opérer, en notant les moments où les divisions passent sous le fil du réticule, la sensibilité de la méthode reste constante et il n'y a aucune correction à faire.

Comme le couple employé dans le petit ballon avait servi aux basses températures, il fallait vérifier si la formule s'appli-

quait encore exactement dans ce cas. Pour cela, après avoir fini les expériences et démonté l'appareil, la boule était plongée dans la glace râpée et l'autre soudure dans un mélange pâteux de neige carbonique et d'éther contenu dans un vase à double enveloppe à vide intermédiaire. J'ai trouvé une déviation exacte de 80 mill. 90, tandis que la formule donne en faisant $t = -78°2$ (valeur donnée par M. D. Berthelot, rapportée au thermomètre normal) le nombre 81 mill. 68. L'accord est satisfaisant, la différence 0 mill. 78 correspond en effet à 0°60 environ ; or, d'après les expériences de MM. Cailletet et Colardeau (1), lorsqu'on fait varier la proportion de neige depuis la consistance sirupeuse jusqu'à l'état de pâte presque solide, on constate une différence d'environ 1 degré.

Ces Physiciens indiquent d'ailleurs pour la température du mélange — 77° ; on voit que la température indiquée par le couple est intermédiaire entre les deux valeurs.

L'étude de la fonction $b\,t^2 + a\,t - x = o$ montre que la sensibilité du couple, tout en diminuant aux basses températures, n'est que peu modifiée jusqu'à — 182°5 environ, température d'ébullition de l'oxygène liquide. On peut donc utiliser ce couple jusqu'à cette température extrême.

En résumé, les deux couples Cuivre-Constantan employés satisfont à la formule

$$x = a\,t + b\,t^2$$

où t est la température centigrade d'une soudure, l'autre étant dans la glace râpée, x est la déviation du galvanomètre. Ils peuvent servir à mesurer les températures depuis — 180° jusqu'à + 300° avec précision.

Voici un exemple du calcul des températures pour le cas où l'une des soudures est dans la glace râpée ; le couple est celui employé dans le petit ballon de verre :

(1) Cailletet et Colardeau. — Étude des mélanges réfrigérants d'acide carbonique et d'éther. *Journal de Physique*, 2e série, t. VII, p. 431.

Zéro du galvanomètre lu sur l'échelle. $12^{mm}50$

Zéro corrigé (1)..... $15^{mm}66$

Déviations lues sur l'échelle	Déviations corrigées	Déviations exactes $= x$
115^{mm}	116,57	$116,57 - 15,66 = 100,91$
$112^{mm}50$	114,11	$114,11 - 15,66 = 98,45$
110^{mm}	111,60	$111,60 - 15,66 = 95,94$

Les déviations exactes sont les valeurs de x de l'équation

$$x = at + bt^2$$

x étant ainsi connu, en posant

$$tg\,\varphi = \frac{2b}{a}\sqrt{\frac{x}{b}}, \quad \text{d'où } \log tg\,\varphi = \log\frac{2b}{a} + \frac{1}{2}\log\frac{x}{b}$$

on peut calculer t par logarithmes. On a en effet :

$$t = \sqrt{\frac{x}{b}}\ tg\ \frac{1}{2}\ \varphi$$

d'où $$\log t = \frac{1}{2}\log\frac{x}{b} + \log tg\ \frac{1}{2}\varphi$$

Le calcul est conduit de la façon suivante :

$$\log a = 0,04651 \qquad \log b = \overline{4},94279 \qquad \log\frac{2b}{a} = \overline{3},19731$$

Déviations lues D	x	$\log x$	$\log\frac{x}{b}$	$\frac{1}{2}\log\frac{x}{b}$	$\log tg\varphi$	φ	$\frac{\varphi}{2}$	$\log tg\frac{\varphi}{2}$	$\log t$	t
115	100,91	2,00393	5,06114	2,53057	$\overline{1}$,72788	28°7'20"	14°3'40"	$\overline{1}$,39874	1,92931	84°98
112,50	98,45	1,99322	5,05043	2,52521	$\overline{1}$,72252	27°49'40"	13°54'50"	$\overline{1}$,39398	1,91919	83°02
110	95,58	1,98037	5,03758	2,51879	$\overline{1}$,71610	27°28'48"	13°44'24"	$\overline{1}$,38830	1,90709	80°74

Lorsque l'enceinte est à une température fixe, inférieure au zéro centigrade, on peut encore calculer les températures cor-

(1) La correction est faite au moyen d'une courbe construite en prenant pour abscisses les déviations lues sur l'échelle et pour ordonnées les termes de correction $\frac{n^3}{3\,A^2}$ donnés par Kohlrausch, dans son *Traité de Physique expérimentale*, p. 374, tableau 25 *a*.

respondantes aux déviations x, par la loi des températures successives.

Soit, en effet, x_1 la déviation exacte que l'on aurait lorsque l'une des soudures est dans la glace râpée et l'autre à $-\theta$, on a

$$x_1 = -a\theta + b\theta^2$$

Supposons que la première soudure restant toujours à 0°, la température de la seconde s'élève d'un excès t, la nouvelle déviation x_2 serait donnée par l'équation

$$x_2 = a\,(t-\theta) + b\,(t-\theta)^2$$

Par suite, d'après la loi des températures successives, lorsque la température augmentera de $+t$ à partir de $-\theta$, la déviation x correspondante sera donnée par la relation $x = -x_1 + x_2$

$$x = (a - 2b\theta)\,t + bt^2$$

Le calcul des excès t se fera donc comme pour le cas de la glace râpée ; il n'y a qu'à remplacer dans les calculs a par $a - 2b\theta = a'$.

Pour le mélange pâteux de neige carbonique et d'éther :

$$\theta = -78°20 \qquad \log\theta = 1{,}8932$$

$$\log(a - 2b\theta) = \log a' = \bar{1}{,}98941 \qquad \log\frac{2b}{a'} = \bar{3}{,}25441$$

Pour l'air liquide : $\theta = -182°5$ $\log\theta = 2{,}26126$

$$\log(a - 2b\theta) = \log a' = \bar{1}{,}89933 \qquad \log\frac{2b}{a'} = \bar{3}{,}34449$$

IV. — CALCUL DE LA VITESSE

Si le corps met un temps x pour passer d'une température t_1 à une température t_2 différente de t_1 de quelques degrés seulement, on peut appliquer la formule de Newton mise sous la forme :

$$(1) \quad t_2 = t_1\left(\frac{1}{\mu}\right)^x$$

qui est celle employée par De la Provostaye et Desains.

J'ai pris cette même formule, car au début je pensais avoir à comparer les valeurs de μ.

De l'équation (1) on déduit

$$(2) \quad \log \mu = \frac{\log t_1 - \log t_2}{x}$$

et la vitesse de refroidissement correspondant à une température t' comprise entre t_1 et t_2 est alors donnée par l'expression

$$(3) \quad v = -\frac{dt'}{dx} = t' \log \mu$$

la valeur correspondante de $\log \mu$ étant donnée par (2).

Cette vitesse de refroidissement est la perte de température par seconde.

1 millim. de l'échelle correspondant environ à 0°,7, en pointant les temps correspondants à des divisions variant de 5 millim. (435-430, 415-410), l'intervalle était environ de 4 degrés, on pouvait donc appliquer les formules précédentes et déterminer les vitesses de refroidissement correspondant aux divisions 432,50, 412,5..... Mais le refroidissement est rapide surtout aux hautes températures, les pointés sur le chronomètre sont alors assez près l'un de l'autre et de plus, après une minute, ils se mêleraient aux précédents, ce qui amènerait des confusions ; il était donc nécessaire de les relever et les noter, par exemple, après chaque 4 pointés ; pendant ce temps, le thermomètre continuait à baisser, et lorsqu'on observait à nouveau, un certain nombre de divisions, pour lesquelles la température avait été déterminée, aurait échappé à l'observation. Pour éviter cet inconvénient et avoir toujours une détermination, on observait de façon à pointer toujours les divisions 450, 430, 410, 390, distantes de 20 millim., ce qui a pu se faire dans tous les cas, et les formules précédentes étaient appliquées dans cet intervalle. On cherchait la valeur de μ et déterminait la vitesse correspondant à la même division que précédemment 432,5, 412,5. On avait ainsi deux

valeurs de la vitesse pour la même température, il fallait les comparer, la seconde ayant été appliquée pour un intervalle de 15 degrés environ.

Voici un exemple :

Pression 55 millim. petit ballon en verre

Températures.....	290°22	277°82	265°25	252°50	213°17	143°40	128°75	98°56
Vitesses par lectures de 20mm....	0°19844	0 18278	01°6748	0°15450	0°11735	0°06404	0°05449	0°03800
Vitesses par lectures de 5mm....		0°18338		0°15358	0 11722	0°06403	0°05432	0°03849

Les différences sont très faibles et il n'y a aucune variation systématique ; elles peuvent provenir d'une faible erreur de lecture. Il faut remarquer que les vitesses, calculées par lectures de 20 en 20 millim., sont au moins aussi exactes que celles obtenues par lectures de 5 millim. ; une erreur commise sur la valeur du temps, par exemple 1/10 de seconde, se rapportera à un temps au moins 4 fois plus grand et par suite influera bien moins sur la valeur de la vitesse.

Pour chaque expérience, on construisait la courbe correspondante en prenant pour abscisses les températures (1 millim. de l'échelle = 1 degré) et pour ordonnées les vitesses (1 millim. = 1/100 de degré) et en se servant des deux valeurs précédemment obtenues. Ces courbes ont toujours été régulières.

Le calcul montre que la valeur de μ augmente avec la température ; aussi De la Provostaye et Desains avaient posé $\mu = a + bt$ pour mieux représenter la loi.

On a alors : $$t_2 = t_1 \left(\frac{1}{a + bt_2}\right)^x$$

d'où pour la vitesse à la température t'

$$v = t' \frac{\log (a + bt')}{1 + \frac{bxt'}{a+bt'}}$$

ou si on appelle v_1 la vitesse calculée par la formule

$$v_1 = t' \log \mu$$

$$v = \frac{v_1}{1 + \frac{bxt'}{a + bt'}}$$

En fait, cette correction est inutile dans le cas de ces expériences : les valeurs de v ne diffèrent de celles de v_1 que par le cinquième chiffre. Ainsi pour les deux températures limites dans le grand ballon on avait :

$t = 287°18$	$v = 0{,}28294$	$v_1 = 0{,}28295$
$t = 38°36$	$v = 0{,}03823$	$v_1 = 0{,}03839$

L'évaluation du temps est très importante, car dans le calcul de μ, alors que les températures interviennent par leurs logarithmes, x intervient directement. Le chronomètre pointeur avait été étalonné sur un chronomètre de précision, et avec un peu d'habitude, on peut, en faisant un pointé, apprécier le 1/20 de seconde. Il existe bien des méthodes permettant d'avoir une précision plus grande, mais la longue durée des expériences n'a pas permis de les employer. Ainsi, l'expérience la plus courte dans l'air calme a été de trente minutes environ ; les appareils Marey dont je disposais n'auraient pas permis d'observer le phénomène pendant tout ce laps de temps, et, si une modification avait été faite de façon à pouvoir les utiliser, ce n'est qu'aux dépens de la précision dans l'évaluation du temps, en rendant les mouvements beaucoup plus lents.

Les expériences ont toujours été répétées plusieurs fois dans les mêmes conditions ; elles ont été faites principalement en hiver, dans une grande salle exposée au nord où il n'a pas été fait de feu de tout le temps ; sa température a très peu varié ; elle a toujours été comprise entre 4 et 6 degrés. Enfin, un thermomètre, placé dans l'enceinte qui abritait le galvanomètre, a toujours indiqué une température de 5° environ.

V. — RÉSULTATS OBTENUS

1° ACTION DE L'AIR

A. — Ballon en verre de 16 centimètres de diamètre

J'ai fait 8 déterminations à des pressions différentes : 759 mill. 5, 493 millim., 320 millim., 144 millim., 51 millim., 16 millim., 5 millim. et 1 mill. 5, limite donnée par la machine pneumatique. Dans chacune d'elles les températures de la boule partaient de 280°, le ballon étant entouré de glace râpée. Voici les valeurs obtenues.

Tableau I

TEMPÉRATURES	VITESSES TOTALES — PRESSIONS 759m50	493m	320m	144m	51m	16m	5m	1m5	VITESSES dues au vide calculées en retranchant de l'action totale celles dues à l'air
280°81	0°29880	0.2748	0°2548	0°2285	0°2047	0°1849	0°1741	0°1674	0°16383
269 33	0.28020	0.2572	0.2398	0.2099	0.19078	0.17213	0.1621	0.1565	0.15187
257 73	0.26210	0.2407	0 2229	0 1980	0.1767	0.1596	0.1504	0 1456	0.14055
245 93	0.24390	0 2249	0.2079	0.1815	0.16344	0.1472	0 1389	0.1344	0.12918
234 04	0.22590	0.2074	0 19192	0.1696	0 1506	0.1350	0.1278	0 1239	0 11795
221 97	0.20833	0.1910	0.17710	0.15541	0.1379	0.12335	0 1171	0 1135	0.10718
209 70	0.1912	0.17515	0.16243	0 14277	0.1252	0.11172	0.1061	0.1036	0.09692
197 28	0.1751	0.16053	0 14869	0.12957	0.1142	0 1012	0.0964	0 0940	0.08766
184 68	0.1592	0.1447	0·1346	0.1170	0.10313	0 09114	0 0867	0 08451	0.07858
171 90	0 14362	0 1309	0.12113	0.10552	0.09216	0.08122	0.0776	0.07614	0 06979
158 92	0.1281	0.1168	0.10801	0.09347	0.08162	0.07253	0.06931	0.06798	0.06112
145 73	0.1142	0.10347	0 09586	0.08302	0 07180	0.06385	0 06077	0.05955	0.05398
132 33	0 10142	0 09079	0.08400	0.07275	0.06295	0 05523	0 05287	0 05157	0 04793
118 71	0.08774	0.07854	0.07282	0 06270	0.05405	0 04765	0 04526	0.04445	0.04096
104 86	0 07400	0.06650	0.06176	0.05294	0.04536	0.04008	0.03825	0.03779	0 03386
90 76	0.06130	0 05531	0.05058	0.04335	0.03773	0.03288	0.03160	0 03064	0.02740
76 39	0.04965	0.04450	0.04055	0 03489	0.03005	0 02634	0.02530	0.02408	0.02248
61 74	0.03760	0.03356	0.03097	0.02668	0.02288	0 02037	0 01943	0.01863	0.01670
46 81	0.02627	0.02365	0 02183	0.01909	0.01580	0 01451	0.01382	0 01340	0 01141
31 54	0.01562	0.01416	0.01317	0.01183	0.00995	0.00918	0.00866	0.00830	0.00649

J'ai construit : 1° les courbes reliant les vitesses aux tem-

pératures à une même pression (fig. 1) ; 2° celles reliant les vitesses aux pressions à une même température (fig. 2).

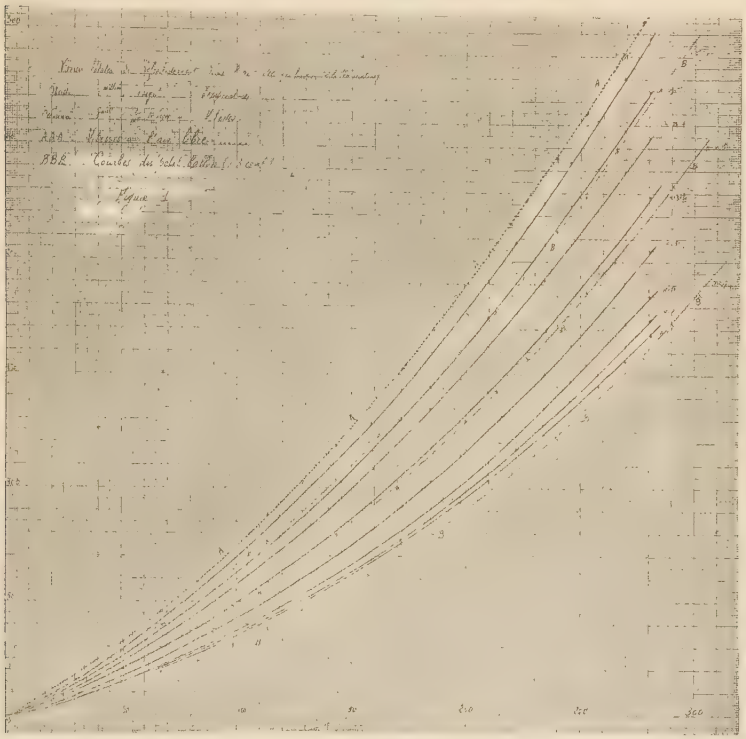


Fig. 1.
Abscisses (Températures) : 1^{mm} = 1 degré.
Ordonnées (Vitesses) : 1^{mm} = 1/100 de degré.
BBB.— Courbes du petit ballon.
AAA.— Vitesses à l'air libre.

Comme on l'a vu, le pouvoir refroidissant de l'air a été représenté par Dulong et Petit par l'expression $n\,p^c\,t^b$.

Pour calculer les exposants relatifs à la température et à la pression, ainsi que n, j'ai opéré comme l'ont fait De La Provostaye et Desains (1), en éliminant l'action due au rayonnement, ce qui permet de ne faire aucune hypothèse préalable sur elle.

(1) De la Provostaye et Desains. — *Loc. cit.*, p. 345.

Calcul de b. — Soient V_1 et V_2 les vitesses totales correspondant à la même température t pour les pressions p_1 et p_2, la vitesse v du rayonnement restant la même, on aura

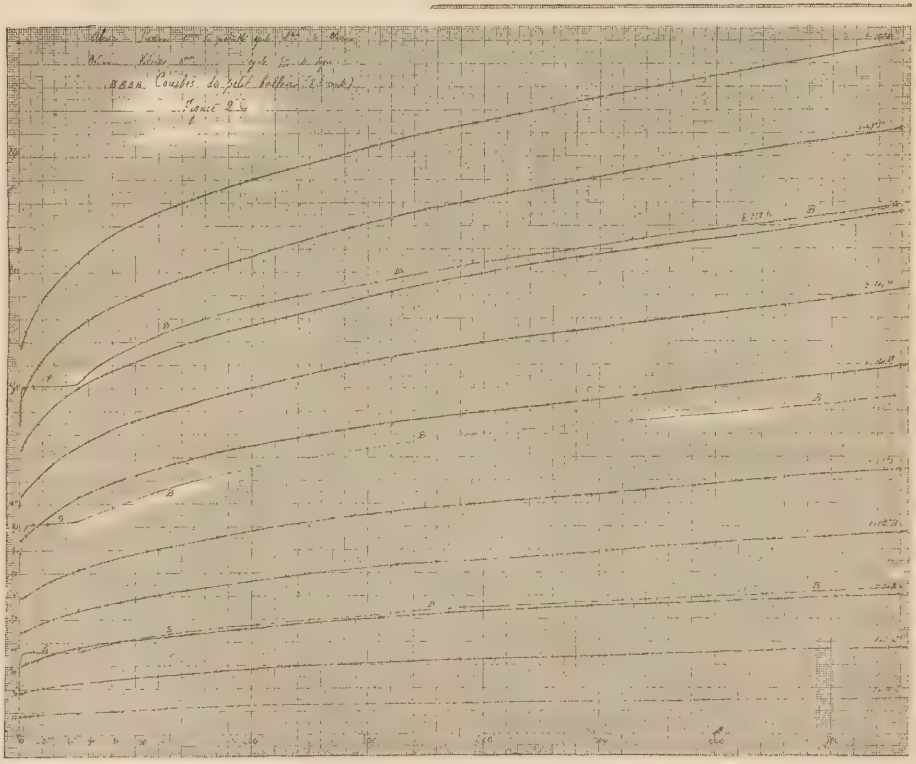


Fig. 2.
Abscisses (Pressions): 1^{mm} du quadrillé $= 2^{mm}$ de mercure.
Ordonnées (Vitesses): 1^{mm} — $= 1/100$ de degré.
BBB. — Courbes du petit ballon.

$$V_1 = v + np_1^c\, t^b \qquad V_2 = v + np_2^c\, t^b$$

d'où

$$(1) \quad V_1 - V_2 = nt^b\,(p_1^c - p_2^c)$$

Pour les mêmes pressions p_1 et p_2, mais à une différente température t', on aura aussi

$$(2) \quad V'_1 - V'_2 = nt'^b\,(p_1^c - p_2^c)$$

et en divisant (1) et (2) membre à membre

$$\left(\frac{t}{t'}\right)^b = \frac{V_1 - V_2}{V'_1 - V'_2}$$

relation de laquelle on déduit la valeur de b. Il est bon de prendre des pressions p_1 et p_2 assez distantes de façon que les petites erreurs qui peuvent exister sur les valeurs des vitesses et qui influent sur celles de b, se reportent sur des différences plus grandes.

Les moyennes de b pour chaque série sont données dans le tableau ci-dessous.

p_1	p_2	Moyenne de b.
$759^{mm}5$	51^{mm}	1,232
493^{mm}	16^{mm}	1,232
320^{mm}	5^{mm}	1,282
144^{mm}	$1^{mm}5$	1,291
$759^{mm}5$	$1^{mm}5$	1,297

La moyenne générale de b serait de 1,266, nombre un peu plus fort que celui de Dulong et Petit ; on voit d'ailleurs que cette valeur augmente un peu à mesure que l'on prend des pressions de plus en plus faibles ; tant que la pression est supérieure à 16 millim., on retrouve le nombre 1,232 qui est celui de Dulong et Petit.

De la Provostaye et Desains trouvèrent que « les nombres » oscillent sans règle entre 1,20 et 1,26 et, dans le cas des » surfaces vitrées et noircies, les écarts peuvent être plus con- » sidérables et la moyenne semble devenir arbitraire ; nous » avons cru pouvoir adopter 1,23 » (1).

Quant à la variation de b avec la température, il n'y en a aucune de systématique, comme semble l'indiquer M. Witz dans sa thèse :

(1) De la Provostaye et Desains. — *Loc. cit.*, p. 345.

« Les expériences de 5 séries ne sont pas concordantes et » semblent indiquer que la raison de la progression croît avec » les excès de température » (1).

Les excès les plus grands employés par M. Witz étaient de 130°, tandis qu'ici ils sont de 280°, cette variation aurait été encore plus sensible.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de b.

Tableau II

t	t'	p_1=759.51 p_2=51	p_1=493 p_2=16	p_1=320 p_2=5	p_1=144 p_2=1.5	p_1=759.5 p_2=1.5
t=280 81	245.93	1.181	1 100	1 181		1.364
269.33	234 04	1.252	1.148	1.369	1.108	1.370
257.73	221.97	1.290	1 214	1.239	1.471	1 410
245.93	209.70	1.243	1.212	1.281	1 178	1.408
234.04	197.28	1.242	1.165	1.190	1.461	1 342
221.97	184 68	1 240	1 270	1.225	1.381	1.298
209 70	171.90	1 251	1.277	1.296	1.446	1.311
197.28	158.92	1 250	1.254	1.393	1.290	1.384
184 68	145.73	1.179	1.272	1 312	1.368	1 319
171.90	132.33	1.107	1.272	1.276	1.262	1 152
158.92	118.71	1 205	1.235	1.222	1.158	1.125
145.73	104 86	1 192	1 231	1.219	1.350	1.250
132.33	90.76	1.304	1.226	1.311	1.372	1.306
118 71	76.39	1.228	1.204	1.310	1 195	1.193
104.86	61.74	1.245	1 300	1.318	1.165	1.210
90.76	46.81	1.237	1.231	1.381	1.209	1.323
76.39	31.54	1.302	1.230	1.374	1.273	1.300
Moyenne b = ...		1.232	1.232	1.282	1.291	1.297

Les valeurs oscillent, pour les pressions supérieures à 16 millim., autour de 1,23, la plus faible étant 1,10 et la plus élevée 1,304; au-dessous de 16 millim., les valeurs de b sont généralement un peu plus fortes.

Calcul de c. — Soient V_1 V_2 V_3, trois vitesses prises sur un même isotherme t aux pressions $p_1 p_2 p_3$, on a

(1) Witz. — *Loc. cit.*

$V_1 = v + np_1{}^c t^b \quad V_2 = v + np_2{}^c t^b \quad V_3 = v + np_3{}^c t^b$
d'où l'on déduit

$$(3) \quad \frac{V_1 - V_3}{V_1 - V_2} = \frac{p_1{}^c - p_3{}^c}{p_1{}^c - p_2{}^c}$$

Si la valeur de c est constante et égale à celle donnée par Dulong et Petit, 0,45, le second membre aura une valeur fixe pour trois pressions déterminées, et le premier membre devra avoir la même valeur quel que soit l'isotherme considéré.

Pour $p_1 = 759^{m}5$, $p_2 = 320$, $p_3 = 144$, le second nombre est égal à 1,635 ; en prenant les vitesses sur tous les isothermes déterminés, on trouve pour le premier membre des nombres qui oscillent autour de cette valeur et dont la moyenne est 1,654. Tous ces nombres sont inscrits dans la ligne suivante :

$$\frac{V_1 - V_3}{V_1 - V_2} = 1{,}598 \; 1{,}695 \; 1{,}726 \; 1{,}674 \; 1{,}547 \; 1{,}622 \; 1{,}656$$
$$1{,}683 \; 1{,}686 \; 1{,}700 \; 1{,}678 \; 1{,}622 \; 1{,}618.$$

En faisant de même pour toutes les pressions observés, on a les résultats ci-dessous :

p_1	p_2	p_3	Valeur du second membre de l'équation (3)	Moyenne des valeurs du 1er membre de l'équation (3)
759,5	320	144	1,635	1,654
493	320	144	2,410	2,470
320	144	51	1,863	1,818
144	51	16	1,683	1,825
16	5	1,5	1,837	1,652

L'accord est bon jusqu'aux pressions supérieures à 16 millim. ; dans ce cas, la différence entre les valeurs des deux membres n'est que de quelques centièmes. Il faut remarquer cependant que l'expression $\frac{p_1{}^c - p_3{}^c}{p_1{}^c - p_2{}^c}$ ne varie que de quantités très petites, quand, laissant $p_1\, p_2\, p_3$ fixes, on fait varier c dans des proportions assez grandes.

Ainsi, le rapport $\frac{759{,}5^c - 144^c}{759{,}5^c - 320^c}$ ne varie que de 1,635 à 1,720, lorsque c varie de 0,45 à 0,30.

Pour avoir une autre vérification, j'ai calculé c directement, ce que l'on peut faire de la manière suivante :

Soient, sur le même isotherme, les vitesses correspondant à des pressions $p_1 p_2 p_3$ variant en progression géométrique de raison 2, c'est-à-dire telles que

$$p_1 = 2 p_2 \qquad p_2 = 2 p_3$$

on a toujours

$$\frac{V_1 - V_2}{V_2 - V_3} = \frac{p_1^c - p_2^c}{p_2^c - p_3^c}$$

que l'on peut écrire

$$\frac{V_1 - V_2}{V_2 - V_3} = \frac{p_2^c (2^c - 1)}{p_3^c (2^c - 1)} = \left(\frac{p_2}{p_3}\right)^c = 2^c$$

équation de laquelle on déduira la valeur de c.

En calculant les vitesses correspondantes à ces pressions sur quelques isothermes, on trouve pour c des valeurs qui oscillent sans règle autour de 0,45 et leur écart peut même être assez fort. Ainsi pour

$t = 145°73$ on a $c = 0{,}475 \quad 0{,}450 \quad 0{,}391 \quad 0{,}560 \quad 0{,}405 \quad 0{,}477$
$t = 61°74 \qquad c = 0{,}475 \quad 0{,}450 \quad 0{,}459 \quad 0{,}478 \quad 0{,}447$
$t = 118°71 \qquad c = 0{,}510 \quad 0{,}360 \quad 0{,}451 \quad 0{,}461 \quad 0{,}449$

La moyenne est sensiblement 0,45, à la condition de ne pas perdre des pressions inférieures à 16 millim., sinon on a pour c des valeurs toujours plus fortes 0,62, 0,678, 0,772, mais pas fixes. Le mode de calcul montre d'ailleurs que la moindre erreur dans l'évaluation des vitesses influe fortement sur la valeur de c. On peut donc prendre pour les pressions supérieures à 16 millim. $c = 0{,}45$ en moyenne, mais la fluctuation paraît plus grande que pour la valeur de b.

De la Provostaye et Desains ont vérifié que c était égal à 0,45 par le premier mode de calcul indiqué et ont trouvé que

les résultats étaient satisfaisants, pourvu que l'on n'emploie pas des pressions inférieures à 6 ou 7 millim.

Calcul de n. — Soient 2 vitesses V et V' sur le même isotherme t aux pressions p et p', on en déduira pour la valeur de n

$$n = \frac{V - V'}{(p^c - p'^c)\, t^b}$$

On prendra pour p et p' des pressions supérieures à 16 millim., de façon que l'on ait bien $b = 1{,}232$ et $c = 0{,}45$; les valeurs de p et p' sont exprimées en mètres de mercure.

Avec $p = 0{,}7595$ et $p' = 0{,}051$ on trouve pour $n \times 10^7$ les nombres suivants correspondant aux diverses valeurs de t; ils différent très peu entre eux.

$n \times 10^7 =$	1459	1458	1470	1468	1460	1458	1465	1457	1455	1458
	1452	1473	1505	1507	1493	1468	1513	1473	1474	

la moyenne est

$$n = 0{,}00014723$$

Le nombre n est donc constant et l'expression $np^c\, t^b$ (pour p supérieur à 16 millim.) ou $n = 0{,}00014723$, $c = 0{,}45$, $b = 1{,}232$, représentera bien le pouvoir refroidissant de l'air; en le retranchant de la vitesse totale observée à la même température, on aura la vitesse du rayonnement seul, c'est-à-dire la vitesse qui aurait été observée si on avait le vide absolu dans le ballon. Ces vitesses ainsi déterminées sont inscrites dans la dernière colonne du tableau I. Elles seront discutées au chapitre relatif au rayonnement.

Comme dernière vérification, il faut voir si, en ajoutant aux vitesses dues au rayonnement les valeurs qui sont données par la formule $np^c\, t^b$, on retrouvera les vitesses totales observées dans les différents cas et surtout pour le cas des pressions qui n'ont pas servi au calcul de n.

C'est ce que montre le tableau III, mettant en regard les vitesses calculées et celles observées.

Tableau III

TEMPÉRATURES		280.81	257.73	234.04	209.70	184.68	158.92	132.33	104.86	76.39	46.81
$p=493^{mm}$	calculé :	0.27495	0.24061	0.2068	0.1745	0.1449	0.1162	0 09196	0.06691	0.04485	0 02365
	observé :	0.2748	0 2407	0 2074	0.1751	0.1447	0 1168	0.0908	0.0665	0.0445	0.02365
$p=320^{mm}$	calculé :	0.2553	0.2229	0.1911	0 1618	0.1331	0 1065	0.08418	0.06107	0.04099	0.02148
	observé :	0.2554	0.2226	0.1919	0.1624	0 1346	0.1080	0 0840	0.06176	0.04055	0.02183
$p=144^{mm}$	calculé :	0.2276	0.1980	0.1691	0 1415	0.1167	0.09281	0.07324	0.05286	0.03534	0.01844
	observé :	0.2285	0.1980	0.1696	0 1427	0.1150	0.0934	0.0727	0.0529	0.0349	0.0190
$p=16^{mm}$	calculé :	0.1876	0.1619	0.1369	0.1135	0.09277	0.07291	0.05734	0.04092	0 02726	0.01402
	observé :	0.1849	0 1596	0.135	0.1117	0.09114	0.07253	0.0552	0.04008	0.02634	0.01451
$p=5^{mm}$	calculé :	0.1792	0.1543	0 1302	0.1076	0.08764	0.06873	0.05401	0.03842	0.02552	0 01310
	observé :	0.1741	0.1504	0.1278	0.1061	0.0867	0.0693	0.0528	0 0382	0.0253	0.0138
$p=1^{mm}5$	calculé :	0.1720	0.1479	0.1245	0.1026	0.08347	0.06518	0.05117	0.03629	0.02409	0.01150
	observé :	0.1674	0.1456	0.1239	0.1036	0.0845	0.0679	0.0515	0.0377	0.0240	0 0131

L'accord est très bon pour les pressions supérieures à 16 millim. ; la différence ne porte le plus souvent que sur le dernier chiffre significatif ; pour 16 millim. et les pressions inférieures, la différence devient plus grande, et cependant, dans la vitesse totale, le terme dû à l'action de l'air est petit par rapport à celui dû au vide.

Il résulte donc que dans ce ballon de 16 centim. de diamètre, le pouvoir refroidissant de l'air est représenté exactement par la formule $np^c\,t^b$ ou $n = 0{,}0001473$, $b = 1{,}232$, $c = 0{,}45$, tant que la pression de l'air sec est supérieure à 16 millim. au-dessous, les deux valeurs de b et de c ne semblent plus constantes. Peut-on donner une explication de cette particularité ? C'est ce que nous essaierons dans le dernier chapitre relatif aux considérations générales (1).

(1) Une nouvelle série d'expériences commencées avec l'anhydride carbonique sec, extrait d'une bonbonne, me permet de donner, dès maintenant, les résultats obtenus dans le grand ballon de verre.

B. — Ballon en verre de 8 cent. 3 de diamètre

Neuf déterminations ont été faites aux pressions de 754 mill. 9, 517 millim., 384 millim., 205 millim., 55 millim., 24 millim., 12 millim., 3 millim., et enfin en faisant le vide aussi parfait que possible ; dans chacune d'elles, les températures de la boule partaient de 300°, le ballon étant entouré de glace râpée ; les vitesses obtenues sont inscrites dans le tableau ci-dessous :

Tableau IV

TEMPÉRATURES	VITESSES TOTALES						
	PRESSIONS						
	754.9	517	384	205	55	*24. 12. 3.*	$< \frac{1}{1000}$ m.
302° 47	0.3040	0.2795	0.2652	0.2464	0.21710	0 2151	0.1878
290.22	0.2853	0.2632	0.2548	0.2312	0.1964	0.1942	0.1736
277 82	0.2661	0 2468	0.2394	0.2160	0 1822	0.1793	0.1598
265.25	0.2472	0 2311	0:2224	0 2011	0.1682	0.1650	0.1469
252.50	0.2290	0.2143	0 2085	0.1863	0 1552	0.1518	0.1348
239.60	0.2115	0 1975	0.1898	0 1720	0 1423	0.1386	0.1226
226.47	0.1945	0 1816	0.1753	0 1571	0 1294	0.1251	0 1114
213.17	0.1780	0 1660	0.1601	0.1431	0.1172	0.1146	0.1008
199.65	0.1622	0.1504	0.1435	0.1295	0 1051	0.1031	0.0903
185.94	0.1463	0 1362	0 1307	0 1160	0.0941	0 0914	0.0800
172.00	0.1325	0 1223	0.1168	0.1031	0.0837	0.0810	0.0705
157.83	0.1181	0.1087	0.1028	0.0909	0.0738	0.0719	0 0618
143.40	0.1036	0.0957	0.0893	0 0794	0.0638	0 0620	0.0531
128 73	0.0899	0.0821	0 0781	0.0688	0.0545	0 0531	0.0459
113.80	0.0763	0 0701	0.0667	0.0581	0.0455	0.0446	0.0379
98.56	0 0637	0.0580	0.0559	0.0478	0.0371	0.0363	0.0304
83.02	0.0526	0.0469	0.0434	0.0380	0.03041	0.0288	0.0240
67.16	0.0399	0.0359	0.0335	0.0283	0.0231	0.0218	0 0177
50.96	0.0282	0.0251	0.0213	0.0207	0.0164	0.0150	0.0122
34.37	0.0175	0.0156	0.0135	0.01278	0.0102	0.009	0.0075
17.40	0.00827	0.00710	0 0065		0.0050		

J'ai opéré sous 8 pressions différentes, 610,7, 343, 154, 81, 4 et 1,5 millim. Le calcul de *b* et de *c* indique les mêmes particularités que pour l'air.

Pour *b*, on a :

p_1	p_2	Moyenne de *b*.
610,7	343	1,240
610,7	25	1,222
343	12	1,273
154	4	1,320
81	1,5	1,350

Aux pressions supérieures à 12mm, la moyenne de *b* est encore la même, 1,231; au-dessous, elle augmente.

Le calcul de *c* donne de même des nombres qui oscillent autour de 0,50 qui est sensiblement leur moyenne ; aux pressions inférieures à 12mm, les valeurs de *c* augmentent aussi.

Les courbes d'égale pression sont plus inclinées sur l'axe des températures (axe des x) que celles obtenues avec le grand ballon et elles coupent celles-ci. (Fig. 1. — Courbes BBB).

Les courbes isothermes (fig. 2. — Courbes BB) montrent que : 1° à une même température, la vitesse de refroidissement est plus petite que celle correspondante du grand ballon ; 2° à partir de 50 millim. jusqu'à 3 millim. environ, la vitesse devient indépendante de la pression, et au-dessous de 3 millim. la vitesse diminue brusquement.

Les courbes obtenues ont la même allure que celles trouvées par De la Provostaye et Desains pour le refroidissement dans un cylindre de 6 centim. de diamètre et 20 centim. de haut.

En calculant b comme il a été indiqué, on trouve encore un nombre sensiblement constant, mais qui diffère de 1,232.

Pour 4 séries d'observations, on obtient pour b :

p_1	p_2	Moyenne de b
754,9	205	1,138
754,9	50	1,164
517	50	1,140
205	50	1,175

la moyenne générale est 1,154; les valeurs de b sont un peu moins constantes qu'avec le grand ballon; elles varient de 1,003 à 1,305.

Les deux modes de calcul de c donnent des valeurs inférieures à 0,45; en prenant des pressions supérieures à 50 millim., on a environ $c = 0{,}30$, le calcul direct de c donne 0,344, 0,273, 0,269, 0,329, 0,302, 0,314.

Admettant ces deux valeurs $b = 1{,}154$, $c = 0{,}30$ et prenant pour pressions $p_1 = 0{,}7549$, $p_2 = 0{,}055$, on calcule les valeurs de n et on trouve des nombres très peu différents.

On a pour $n \times 10^7$

2472 2474 2438 2405 2402 2416 2432 2496 2507 2512 2583

dont la la moyenne est $n = 0{,}0002470$.

Ainsi, dans le cas de ce ballon de 8,3 centim. et pour des pressions supérieures à 50 millim., les valeurs de n, b, c sont encore constantes, mais différentes de celles qui ont été trouvées dans le grand ballon ; celles de b et de c sont toutes deux plus petites, 1,154 au lieu de 1,232 pour b et 0,30 au lieu de 0,45 pour c.

De la Provostaye et Desains avaient trouvé aussi que : « Dans le cas des petites enceintes, l'exposant de la pression » augmente et diminue avec celui de la température, mais » pour le cylindre de 8 centim. de diamètre la valeur de b va- » riait avec la pression et celle de c avec la température » (1).

Si l'on retranche des vitesses totales observées à 0 m. 7549 l'expression $np^c t^b$, où n, b et c ont les valeurs trouvées plus haut, on aura les vitesses qui seraient dues au rayonnement seul ; or, ces vitesses ainsi trouvées sont toutes différentes de celles qui ont été déterminées directement dans ce même ballon (dernière colonne du tableau IV). Par exemple on a.

Vitesses observées.	0,1878	0,1736	0,1598	0,1469	0.1348	0.1226	0,1114	0,1008	0,0903
Vitesses calculées..	0,1290	0,1220	0,1109	0,1001	0,0899	0,0807	0,0722	0,0638	0,0564

Cependant, le vide ayant été fait à une pression inférieure à 1 millième de millimètre, en admettant une différence, elle n'aurait dû être que très légère.

Mais la vitesse totale étant donnée par la formule $V = v + np^c t^b$, on peut se demander si, en faisant varier la valeur de n, on ne trouverait pas pour v les nombres donnés par l'expérience. Il suffit de remplacer V et v par leurs valeurs expérimentales et de calculer n ; en prenant pour V les vites-

(1) De la Provostaye et Desains. — *Loc. cit.*, p. 393.

ses observées à la pression atmosphérique 0 m. 7549 et pour v celles observées à une pression inférieure à 1 millième de millimètre, on trouve encore un nombre sensiblement constant, mais bien différent du précédent; on a pour $n \times 10^7$:

1690 1691 1684 1670 1679 1679 1670 1678 1679

dont la moyenne est $n = 0{,}0001681$.

La formule $V = v + np^c t^b$, en laissant b et c fixes, présente donc une certaine élasticité qui permet de représenter les valeurs observées pour V en prenant pour n et v deux séries de nombres différents.

Cependant Dulong et Petit ont trouvé (pour de grandes enceintes, il est vrai) que n pour un même gaz ne dépend que des dimensions du corps refroidissant et pas de celles de l'enceinte; c'est-à-dire qu'on peut poser comme on l'a dit:

$$n = K \frac{S}{PC}$$

K étant constant pour l'air. La boule de cuivre employée dans le petit ballon pèse un peu moins (38 gr. 539, diamètre 20 millim.) que celle du grand ballon (39 gr. 72, diamètre 20 mill. 5). Si l'on appelle D le diamètre de la première boule, D' celui de la seconde, les valeurs de n et n' qui leur correspondent seront liées par la relation

$$\frac{n}{n'} = \frac{D'}{D} \qquad n = n' \times \frac{20{,}5}{20}$$

Le nombre trouvé pour n', cas du grand ballon, est égal à 0,00014723 ; il en résulte pour n la valeur 0,0001510. On voit que celle qui a été obtenue par le second mode de calcul 0,0001681 s'en rapproche beaucoup. La différence peut provenir de ce qu'en réalité, même pour les pressions supérieures à 55 millim., l'influence de l'enceinte refroidissante n'est pas absolument négligeable, lorsque ses dimensions deviennent assez petites, par rapport à la valeur de n, comme

d'ailleurs par rapport aux valeurs de b et de c qui ont été trouvées en effet différentes.

En fait, puisque les vitesses dues au rayonnement ont pu être déterminées expérimentalement, il est plus rationnel de s'en servir pour le calcul de n et d'admettre qu'il est sensiblement indépendant de l'enceinte dans le cas des deux ballons de verre employés et pour des pressions supérieures à 55 millim.

Une remarque importante en résulte : c'est qu'il ne faudrait pas se servir des expériences faites dans un petit ballon pour avoir avec certitude les vitesses dues au rayonnement par différence des vitesses totales et de l'effet dû à l'air.

Cette particularité se présente-t-elle aussi pour les grandes enceintes ? Il semble que non, car, comme on le verra plus loin, les vitesses dues au rayonnement calculées au moyen des observations dans le grand ballon sont identiques à celles qui ont été observées directement dans le petit ballon.

Il faut encore s'assurer que la formule $V = v + np^c t^b$ ou v sont les vitesses observées dans le vide ; $n = 0{,}0001681$, $c = 0{,}30$ et $b = 1{,}154$ représente bien les vitesses observées sous les autres pressions. Le tableau V permet de faire cette vérification.

Tableau V

TEMPÉRATURES		290.22	265.25	239.60	213.17	185.94	157.83	128 73	98.56	67.16	34.37
p=0.517	calculé :	0 2676	0.2316	0 1979	0 1665	0.1361	0.1082	0.0825	0.0572	0 0349	0 0154
	observé :	0.2632	0.2315	0.1975	0.1665	0.1360	0.1081	0.0821	0.0580	0.0359	0 0156
p=0.205	calculé :	0.2332	0 2006	0 1704	0 1423	0 1156	0.0912	0 0691	0.0474	0.0286	0.0125
	observé :	0.2312	0 2010	0.1720	0 1429	0.1160	0.0909	0.0688	0 0478	0 0283	0.0127
p=0 053	calculé :	0 2242	0.1920	0.1631	0.1362	0.1102	0.0867	0 0656	0.0448	0 0269	0.0121
	observé :	0.1964	0 1682	0.1423	0 1172	0.0941	0.0738	0.0585	0.0371	0 0228	0.0115

L'accord est très bon jusqu'à 205 millim. ; à 55 il n'a plus lieu, ce qui n'a rien d'étonnant, puisqu'à 50 millim. la vitesse devient indépendante de la pression.

Avec l'autre valeur de n, $n = 0{,}00024702$ et les vitesses calculées par différence, on retrouverait d'ailleurs une concordance satisfaisante, comme le montre le tableau ci-dessous relatif à la pression de 205 millim.

Températ..	290°22	265°25	239°60	213°17	185°94	157°83	128°73	98°56	67°16
$p = 0{,}205$:									
Calculé.. .	0,23246	0,19937	0,16919	0,14105	0,11478	0,09203	0,06932	0,0486	0,03021
Observé...	0,2316	0,2010	0,1720	0,1429	0,1160	0,0909	0,0688	0,0478	0,0283

Comme il a été déjà dit, le cas où la vitesse est indépendante de la pression sera étudié dans un chapitre spécial.

L'étude du pouvoir refroidissant de l'air dans les deux ballons de verre a conduit aux mêmes résultats et aux mêmes particularités qu'avaient observés De la Provostaye et Desains dans des enceintes métalliques noircies ; lorsque l'enceinte est suffisamment grande par rapport au corps chaud, ce pouvoir refroidissant est représenté par l'expression $np^c t^b$, où $b = 1{,}232$, $c = 0{,}45$ pour des pressions inférieures ou égales à la pression atmosphérique. Cette expression représente l'action des courants de convection qui prennent naissance au contact du corps chaud ; ces courants dépendent de la nature et de la mobilité du gaz ambiant. Il faut donc se demander, en se limitant au cas de l'air par exemple, si cette formule est encore exacte :

1° Lorsque l'air est à des pressions supérieures à la pression atmosphérique ;

2° Lorsque le corps chaud se refroidit dans une enceinte indéfinie ;

3° Enfin lorsque l'air est animé d'un mouvement de translation.

Toutes conditions qui peuvent influer sur les courants de convection.

C. — Sphère métallique de 14,5 de diamètre

Pouvoir refroidissant de l'air aux pressions inférieures et supérieures à la pression atmosphérique.

M. Witz, dans sa thèse, avait trouvé que, lorsque la pression de l'air devient supérieure à la pression atmosphérique, la vitesse de refroidissement semble devenir indépendante de la pression, ainsi qu'il ressort de ce tableau :

Pressions.....	792mm	1398mm	1552mm	1620mm	1641mm	2806mm
Excès de 7°5. Vitesses.	1,35	1,21	1,21	1,25	1,23	1,14

Ce résultat était très important et semblait analogue à celui qui avait été déjà observé lorsque la pression devenait suffisamment faible dans de petites enceintes.

Il était nécessaire de le vérifier à nouveau pour des pressions supérieures et surtout pour des excès de température un peu plus grands, car, pour des petits excès comme 7°5, la vitesse varie très peu.

Aussi M. Witz (1) reprit la question en déterminant le pouvoir refroidissant de l'air entre 760 et 6400 millimètres.

L'enceinte est un cylindre de fonte pouvant résister à 10 atmosphères. Le corps dont il faut observer le refroidissement est établi à demeure dans l'enceinte ; c'est une sorte d'enveloppe thermométrique en fer mince composée d'un godet cylindre qui traverse le couvercle et va jusqu'au centre de l'enveloppe. Du mercure chaud était versé dans ce godet et un thermomètre plongeait dans ce mercure ; on observait son refroidissement.

En opérant avec de l'air comprimé à des pressions variant de 760 à 6400 millim. et pour des excès de température de

(1) Witz. — *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XVI, p. 208.

90, 75, 60 et 45°. M. Wiis trouva pour les valeurs de c des nombres variables.

Avec un premier thermomètre il obtint :

$$p = \quad 760^{mm} \qquad 152^{mm} \qquad 30.10^{mm} \qquad 608^{mm}$$
$$c = \qquad\quad 0,65 \qquad\quad 0,54 \qquad\quad 0,44$$

et avec un second thermomètre plus sensible

$$p = \quad 80^{mm} \quad 120^{mm} \quad 160^{mm} \quad 200^{mm} \quad 320^{mm} \quad 480^{mm}$$
$$\text{avec } t_1 = 0 \quad \beta_0 \qquad\quad \qquad\quad \qquad\quad 0,80 \qquad\quad 0,61$$
$$\text{avec } t_2 = 3^\circ,2 \quad \beta_1 \qquad\quad 0,8 \qquad\quad \qquad\quad 0,64 \qquad\quad 0,62$$

Ces résultats ne sont pas très concordants. Ils montreraient d'abord que la vitesse n'est pas indépendante de la pression, comme il semblait le résulter des premières expériences ; ensuite, que de 800 à 1200 millim., l'exposant de Dulong et Petit convenait, de 1200 à 1600 millim. il y avait inflexion dans la courbe représentative et après 1600 millim. la valeur de c diminuait et tendait à reprendre sa valeur première 0,45.

La valeur de b exposant de la température n'avait pas été déterminée.

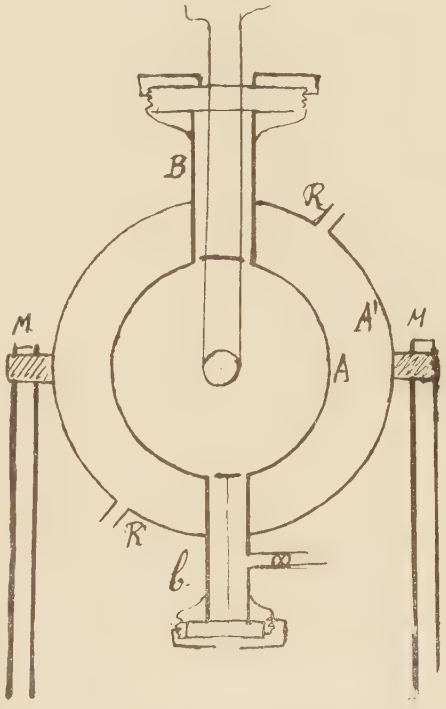
Dans ce mode opératoire, le corps refroidissant est complexe, puisqu'il est formé du godet cylindrique, de la tige qui est fixée à l'enveloppe refroidissante, du mercure contenu et enfin du thermomètre qui plonge dans ce mercure ; les termes de [illegible] table loi.

Il y avait donc lieu de reprendre ces expériences par le dispositif plus simple déjà employé dans les ballons en verre.

L'appareil employé se compose d'une sphère métallique A, noircie intérieurement, de 14,5 cent. de diamètre, terminée suivant un même diamètre par deux tubulures B b de 3 cent. et 1,5 cent. de diamètre et longues de 15 cent. ; ces deux tubulures [illegible]

verre épais et on peut faire un vide partiel ou comprimer de l'air sec jusqu'à 6 atmosphères environ dans l'intérieur de la sphère.

Celle-ci est entourée d'une seconde sphère A', de 24,5 cent., nickelée extérieurement, munie de deux ouvertures R et R' qui permettent de remplir l'intervalle de glace râpée ou d'y faire circuler un courant d'eau. Tout le système est porté par un bâti en fonte et mobile autour de ses deux points d'appui M M (1).



Le corps chaud se compose de la boule noircie, de 2 cent. de diamètre, qui a servi pour l'étude du refroidissement dans le ballon de verre de 8,3 cent. de diamètre, munie du même couple et pour laquelle les vitesses dues au rayonnement seul ont été déterminées directement. Cette boule est suspendue au centre par les deux fils du couple qui traversent le disque de verre épais B qui ferme la tubulure supérieure. Un fort mastiquage des deux côtés du verre, autour des fils, empêche tout passage d'air d'un côté ou de l'autre ; enfin un petit

(1) Cet appareil a été construit par M. Golaz avec toute l'habileté qu'on lui connaît.

La seconde tubulure *b* ainsi que la mobilité du système autour de MM qui ne sont pas indispensables pour ces expériences doivent servir à des recherches actinométriques pour lesquelles cet appareil est aussi destiné.

disque de carton noirci c complète la surface supérieure de la sphère.

Pour faire une détermination, on chauffait la boule noircie à feu nu avec une lampe à alcool dont la flamme ne touchait pas ou presque pas la boule et n'y déposait pas de noir de fumée ; quand la température était voisine de 400°, on introduisait vivement la boule dans l'intérieur, on fixait fortement le disque B et on faisait le vide partiel ou on envoyait de l'air sec préalablement comprimé dans un réservoir en tôle. On n'observait le refroidissement qu'à partir de 300°, de façon que le régime normal fût bien atteint.

Les pressions inférieures à la pression atmosphérique étaient mesurées au moyen d'un manomètre à mercure ; les pressions supérieures à l'atmosphère avec un manomètre métallique préalablement étalonné, l'emplacement ne permettant pas l'emploi d'un manomètre à air libre suffisant pour les pressions élevées.

Six déterminations ont été faites sous des pressions différentes : 56 millim., 402 millim., 776 millim , 1546 millim., 3138 millim. et 4480 millim., limite supérieure que pouvait supporter la sphère et pour des excès de température de 300 à 0°.

Les vitesses observées sont inscrites dans le tableau VI.

Les trois premières déterminations ont permis d'étudier le refroidissement dans une enceinte métallique pour des pressions inférieures et égales à la pression atmosphérique et de vérifier qu'il est identique à celui qui a été observé dans le ballon de verre de 16 cent. de diamètre. En réalité, comme on le voit, les vitesses sont un peu plus faibles que celles du grand ballon de verre, ce qui peut provenir, ou de ce que l'état de la boule n'était pas absolument identique dans les deux cas, ou encore que l'action due à l'air n'est pas tout à fait indépendante des dimensions de l'enceinte. Les courbes isothermes

et isobares sont d'ailleurs exactement parallèles à celles obtenues dans le ballon de verre (Fig. 3 et 4).

Tableau VI

TEMPÉRATURES	VITESSES dues au vide calculées	VITESSES TOTALES — PRESSIONS 56m	402m	776m	1546m	3138m	4480m
302.47	0.17183	0.228	0.296	0.3364	0.3940	0.4805	»
290.22	0.16316	0.2101	8.27687	0.3160	0.3700	0.4514	»
277.82	0.14894	0.1928	0.25006	0.2938	0.3458	0 4210	0.47202
265.25	0.13518	0.1776	0.23718	0.2720	0.3211	0.3949	0.4420
252.50	0.12226	0.1623	0.2190	0 2514	0.2979	0.3658	0.4120
239 60	0.11076	0.14879	0 2011	0.2315	0.2755	0.3399	0.3851
226.47	0.10063	0 1358	0.1846	0.21323	0.2543	0.3138	0 3559
213.17	0.08997	0.12214	0.1681	0 1945	0.2338	0.2873	0.3261
199.65	0.08016	0.10959	0.15241	0 1766	0.2116	0 2627	0.2969
185.94	0.07064	0.09745	0.1362	0 15894	0.1919	0.2390	0.2688
172.00	0.06225	0 08678	0.1221	0 1425	0.1720	0.2150	0.2415
157.83	0.05382	0.07643	0.1085	0.1260	0.1537	0.19074	0.2160
143.40	0.04693	0 06630	0.09417	0 11107	0.13528	0.1685	0.1913
128.73	0.03967	0.05718	0.08132	0 09582	0 11724	0 14647	0.1657
113.80	0.03364	0 0481	0.06911	0.08187	0.10027	0.12593	0.1413
98.56	0.02719	0.03972	0.05800	0 06760	0.08289	0.10488	0.1174
83.02	0.02185	0.03154	0.04690	0 05463	0.06683	0.08455	0.0933
67.16	0.01685	0 02390	0 03590	0 04204	0.05107	0.06480	0 0732
50.96	0.01204	0.01725	0 02500	0 02997	0.0360	0 04567	0.0520
34.37	0.00755	0 01102	0.01556	0 01859	0.02282	0.02871	0.0341
17.40	0.00422	0.0053	0.00670	0 00899	0.01080	0.0132	0.0167

En employant les modes de calcul indiqués et sur lesquels il est inutile d'insister, on trouve :

Calcul de b. — En se servant des vitesses aux pressions 776, 400 et 56 millim., les valeurs de b oscillent de 1,10 à 1,33, et la moyenne est 1,230 et 1,231

avec $p_1 = 776$ $p_2 = 402$ on a, moyenne de $b = 1{,}231$

$p_1 = 776$ $p_2 = 56$ $b = 1{,}230$

Calcul de c. — Si c est bien égal à 0,45, on doit avoir pour un même isotherme

$$(1) \quad \frac{V_1 - V_2}{V_1 - V_3} = \frac{0{,}776^{0,45} - 0{,}056^{0,45}}{0{,}776^{0,45} - 0{,}402^{0,45}} = 2{,}708$$

les valeurs du premier membre oscillent autour de ce nombre et la moyenne est 2,733.

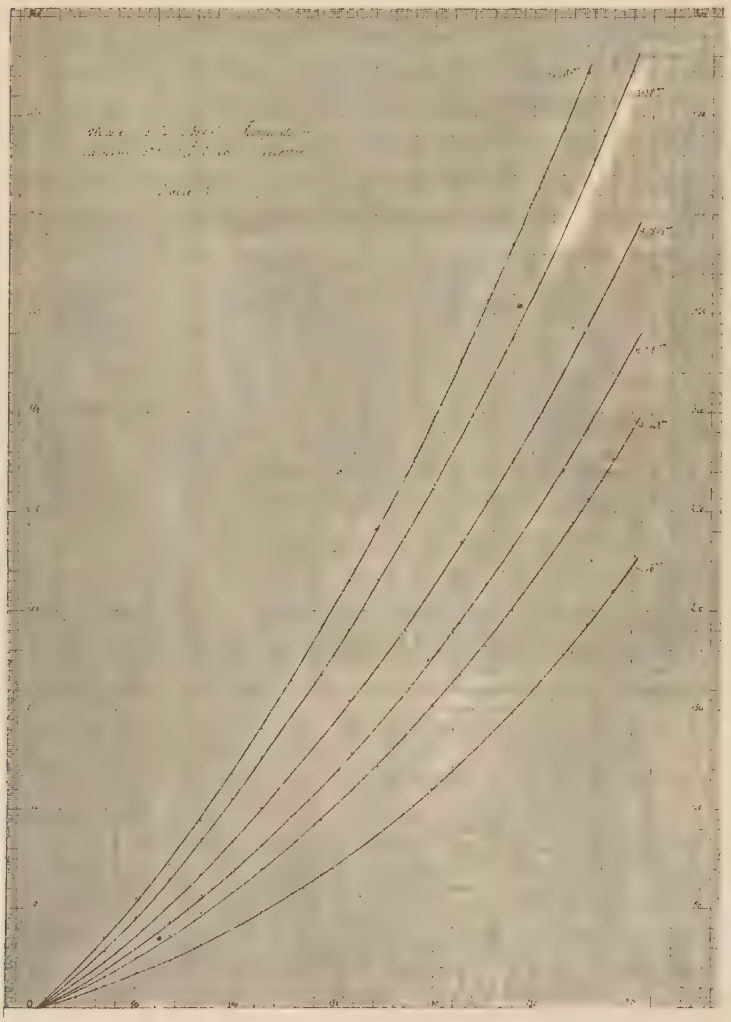


Fig. 3.
Abscisses (Températures) : 1mm = 1 degré.
Ordonnées (Vitesses) : 1mm = 1/100 de degré.

Calcul de n. — Au moyen des vitesses observées à 776 et 56 millim., on calcule les valeurs de *n* correspondant à chaque

isotherme en prenant $c = 0,45$ et $b = 1,231$; ces valeurs varient très peu, de 0,0001564 à 0,0001599 et leur moyenne est $n = 0,00015842$. On a vu que, comparé à la valeur de n

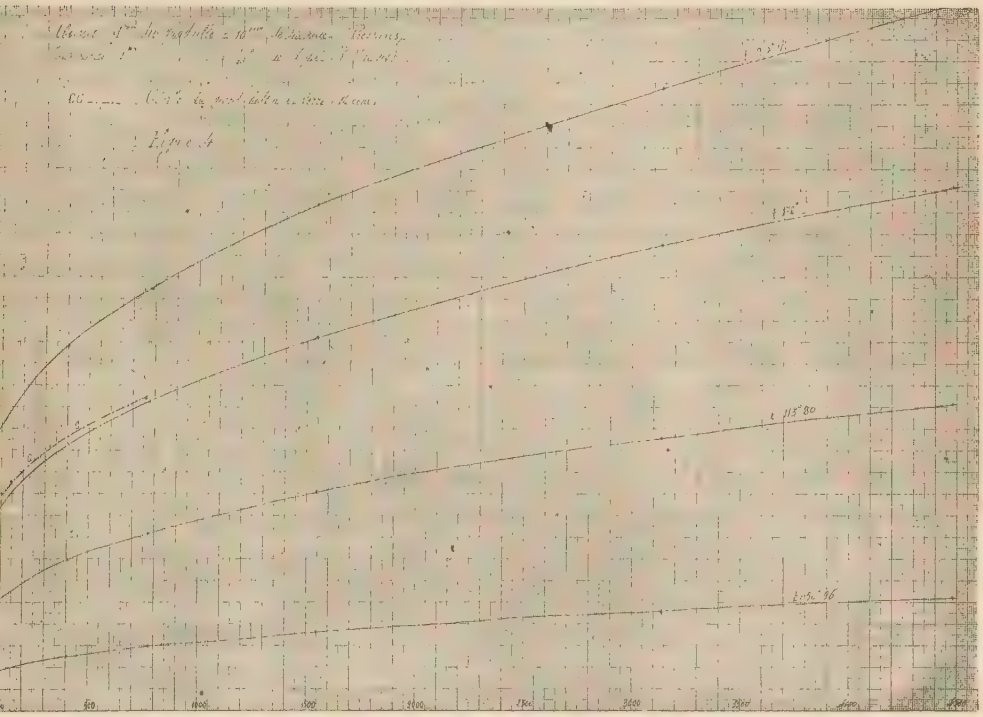


Fig. 4.
Abscisses (Pressions) : 1mm de quadrillé = 10mm de mercure.
Ordonnées (Vitesses) : 1mm — = 1/100 de degré.
CC. — Courbe du grand ballon en verre (16°).

de la boule du ballon de verre de 16 cent. ($n = 0,00014723$), le rapport de ces deux nombres doit être l'inverse de celui des diamètres des boules ; $\frac{20,5}{20} = 1,02$, or ce rapport est $\frac{15842}{14723} = 1,07$ qui ne differe que très peu du chiffre précédent.

Enfin, les valeurs de n, b et c étant trouvées, en retran-

chant des vitesses totales observées à la pression 776 millim. l'action due à l'air, on a les vitesses qui seraient dues au rayonnement. Ces valeurs sont inscrites dans la première colonne du tableau VI. Elles sont plus petites que celles qui ont été observées directement avec la même boule, ce qui explique que les vitesses totales sont également un peu plus faibles que dans le grand ballon. Ceci peut provenir de ce que le noir de la boule n'était pas absolument identique dans les deux cas, malgré toutes les précautions prises, ou encore de ce que l'enveloppe métallique n'avait pas un pouvoir absorbant absolu. (Voir étude des lois du rayonnement).

Ayant ainsi vérifié que le pouvoir refroidissant de l'air est identique à celui déjà observé avec le verre et qu'il satisfait exactement à la relation de Dulong et Petit $np^c t^b$ avec $b = 1{,}231$, $c = 0{,}45$, $n = 0{,}00015842$, on fera les mêmes calculs avec les vitesses déterminées aux pressions supérieures à l'atmosphère.

D'abord, en construisant les courbes isothermes depuis 56 jusqu'à 4480 millim. (fig. 4), on trouve des courbes continues qui ne présentent ni point d'inflexion, ni changement de courbure, contrairement aux observations de M. Witz; il est donc à prévoir que l'on trouvera pour b et c les mêmes valeurs que précédemment.

En effet, on a pour b

p_1	p_2	Moyenne de b
1546	776	1,232
3138	776	1,220
4480	776	1,228

De même pour la valeur de c

p_1	p_2	p_3	Moyenne des rapports relatifs aux vitesses	Rapports relatifs aux pressions
1546	402	776	1,689	1,704
3138	776	1546	1,702	1,713
4480	1546	3138	2,532	2,554

Le calcul direct de c donne encore des nombres qui oscillent autour de 0,45.

0,514 0,462 0,483 0,512 0,453 0,470

Enfin le tableau suivant permet de comparer les vitesses directement observées et celles calculées par la formule

$$V = v + 0{,}00015842\, p^{0{,}45}\, t^{1{,}231}.$$

Tableau VII

TEMPÉRATURES		290.22	265 25	239.60	213.17	185.94	157.83	128.73	98.56	67.16	34.37
p=0^{m}402	calculé :	0.2765	0.2367	0.2003	0.1675	0.1361	0.1074	0.0813	0.0571	0.0355	0.0157
	observé :	0.2768	0.2371	0.2011	0.1681	0.1362	0.1080	0.0813	0.0576	0 0359	0.0155
p=1^{m}546	calculé :	0.3715	0.3217	0.2754	0.2325	0 1910	0.1522	0 1162	0.0822	0.0512	0.0226
	observé :	0.3700	0.3211	0.2755	0.2338	0.1919	0.1537	0 1172	0 0828	0 0511	0.0228
p=3^{m}138	calculé :	0.4497	0.3917	0.3371	0.2862	0 2362	0.1891	0.1449	0.1029	0 0641	0.0282
	observé :	0.4514	0.3949	0.3399	0.2873	0.2390	0.1907	0 1462	0.1048	0.0648	0.0287
p=4^{m}480	calculé :	»	»	0.3763	0 3198	0.2647	0.2126	0.1631	0.1160	0.0722	0.0330
	observé :	»	»	0.385	0.3261	0.2688	0.216	0.165	0.1174	0.0732	0.0341

La différence ne porte généralement que sur le troisième chiffre significatif ; elle est donc négligeable, car aux pressions élevées le refroidissement devient de plus en plus rapide et la moindre erreur dans l'évaluation du temps influe d'une façon très notable ; une erreur d'un dixième de seconde modifie le second chiffre significatif.

On peut donc conclure que, dans le cas de ces expériences, pour des excès de température de 300 à 0°, le pouvoir refroidissant de l'air depuis 50 millim. jusqu'à 4480 millim. (6 atmosphères environ) est encore représenté par la formule $np^c\, t^b$, où c et b ont les mêmes valeurs que celles qui ont été trouvées par Dulong et Petit pour les pressions inférieures à la pression atmosphérique $b = 1{,}23$ et $c = 0{,}45$.

D. — Expériences à l'air libre

La boule de cuivre (20 millim. de diamètre) était placée au centre de la grande salle où se faisaient les déterminations. Cette salle est exposée au nord ; elle ne reçoit les rayons du soleil qu'en été pendant quelques heures de l'après-midi, de plus il n'y a pas été fait de feu de tout l'hiver ; sa température a toujours été comprise entre 4 et 5° pendant le cours de ces expériences ; la seconde soudure était placée également à l'air libre, le plus loin possible de la boule et au-dessous d'elle pour ne pas être influencée par les courants de convection.

La boule était chauffée au moyen d'une lampe à alcool jusqu'à 400°, la salle était bien close de façon à n'avoir aucun courant d'air et je n'observais le refroidissement qu'à partir de 300 degrés ; j'étais installé devant la lunette avant que l'on commençât de chauffer et j'observais la plus stricte immobilité.

Trois déterminations faites dans la même matinée, sous la même pression, ont été trouvées identiques ; les valeurs obtenues sont indiquées ci-dessous. D'autres déterminations ont été faites à des jours différents, elles ont toujours été du même ordre, mais on ne peut s'en servir pour étudier l'influence de la pression, la variation étant beaucoup trop faible.

H = 765^{mm}5 *Tableau VIII* t de la salle = 5°

TEMPÉRATURES	290.22	277.82	265.25	252.50	239.60	226.47	199.65	172.00	143.4	113.80	83.02	50.96
Vitesses observées	0.3058	0.2853	0.2652	0.2456	0.2269	0.2081	0.1709	0.1352	0.1039	0.0732	0.0454	0.0204
Vitesses calculées	»	0.2821	»	0.2420	»	0.2041	0.1672	0.1332	0 1014	0.0703	0.0426	0.0184

On ne peut pas calculer la valeur de l'exposant de la pression, mais, en se servant des vitesses dues au rayonnement déterminées directement avec cette même boule, on peut calculer celle de l'exposant b de la température (les vitesses dues au rayonnement sont considérées comme indépendantes des dimensions de l'enceinte refroidissante).

En effet, soit v cette vitesse et V la vitesse totale, si l'expression due à l'air a encore la même forme $np^c\ t^b$, on aura pour deux vitesses aux températures t et t' sous la même pression

$$V = v + np^c\ t^b \qquad V' = v' + np^c\ t'^b$$

$$\frac{V - v}{V' - v'} = \left(\frac{t}{t'}\right)^b$$

d'où l'on déduira la valeur de b.

Opérant ainsi, on trouve des nombres qui oscillent de 1,10 à 1,36 et dont la moyenne est de 1,24, valeur que l'on peut considérer comme identique à celle déjà trouvée.

Puisque la valeur de b n'a pas varié, on peut supposer qu'il en est de même pour c et pour n ; par suite, en ajoutant aux vitesses observées directement dans le vide celles qui sont dues à l'air, données par la même expression que dans le cas des expériences précédentes (enceinte métallique), c'est-à-dire par $0{,}00015842\ p^{0{,}45}\ t^{1{,}23}$, on doit retrouver les vitesses qui ont été observées.

Ces vitesses ainsi calculées sont inscrites dans la troisième ligne du tableau VIII, on ne pouvait espérer un accord plus satisfaisant.

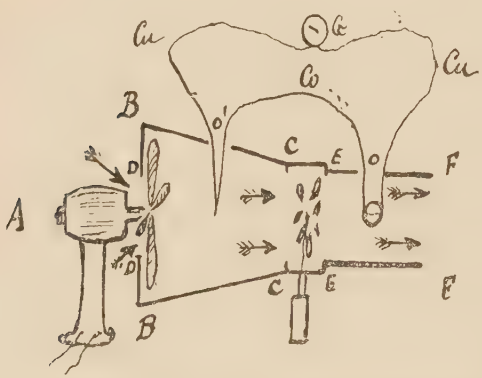
La formule $np^c\ t^b$ avec $c = 0{,}45$, $b = 1{,}23$ représente donc encore l'action refroidissante de l'air sur une boule qui se refroidit dans une enceinte indéfinie.

Ce résultat peut avoir quelque importance au point de vue de certaines formules employées en calorimétrie et pourra faire l'objet de recherches ultérieures.

Il confirme d'ailleurs les résultats théoriques auxquels est arrivé M. Boussinesq (1) dans son Traité sur la Théorie analytique de la chaleur.

E. — Expériences dans l'air animé d'un mouvement de translation

Un ventilateur électrique A, actionné par une canalisation à 110 volts, est enfermé dans un entonnoir en fer-blanc DBC au moyen de lames BD ; lorsque le courant passe, l'air est mis en mouvement, il est aspiré par l'intervalle DD et ne peut s'échapper que par la partie *cc*. En *cc* se trouve un anénomètre CE préalablement étalonné avec soin. Cet anénomètre porte à la partie inférieure un petit cadran gradué, avec une petite aiguille que l'on peut arrêter ou mettre en mouvement à volonté, de sorte que l'on peut mesurer la vitesse de l'air à tout instant. Il est terminé par un tube EF cylindrique de 10 centim. de long et de 10 centim. de diamètre. Deux ouvertures sont pratiquées en *o* et *o'*, de telle sorte que l'on peut suspendre la boule chaude au centre du tube et l'autre soudure au milieu de l'entonnoir.



Le chauffage et le mode opératoire sont les mêmes que dans les expériences précédentes.

Le refroidissement a été observé pour des excès de température de 300 à 0° lorsque l'air est calme, puis lorsque le ventilateur est en mouvement; au moyen de résistances on a

(1) Boussinesq.— *Théorie analytique de la chaleur*, t. III, p. 190 (sous presse).

pu faire varier la vitesse du vent; pendant tout le temps d'une détermination, la vitesse est demeurée constante.

Trois déterminations ont pu être faites pour des vitesses de l'air de 3 m. 05, 4 m. 40 et 6 mètres à la seconde; les résultats obtenus sont inscrits dans le tableau IX.

Tableau IX $t = 5°$

EXCÈS de température	VITESSES DE REFROIDISSEMENT			
	Air calme	VITESSE DU VENT PAR SECONDE EN MÈTRES		
	H=760	3m05	4m40	6m
290.22	0 3180	0.4418	0.5012	0 5524
277 82	0.2978	0.4159	0.4739	0.5198
265.25	0.2773	0 3911	0 4461	0.4899
252.50	0.2584	0.3665	0 4182	0 4572
239 60	0.2385	0 34208	0.3920	0.4281
226.47	0 2202	0.32015	0.3653	0.3986
213 17	0.2001	0 29756	0.3396	0.3711
199.65	0.1837	0 27304	0.31580	0.3422
185 94	0.1651	0.25161	0.2909	0 3151
172 00	0 1478	0 2299	0.2651	0.2891
157 83	0 1318	0 20827	0 2409	0.2621
143.40	0.1143	0.18757	0 21654	0.2376
128.73	0 0999	0 1670	0.1924	0.2106
113.80	0 0853	0.14631	0 16963	0 1841
98.56	0 0702	0 12560	0.14593	0 1574
83 02	0 0562	0.10403	0 12228	0.1309
67 16	0 0431	0.08374	0 09801	8 1040
50.96	0.0302	0 0631	0.07383	0 0780
34.37	0.0186	0.0420	0 05050	0.0520
17.40	0.0088	0 0210	0.0255	0.0261

Il fallait se demander, au préalable, si l'air en mouvement n'agirait pas d'une façon différente sur les deux soudures lorsqu'elles sont toutes deux à la température ambiante; pour cela, une expérience a été faite; on donnait au ventilateur sa vitesse maxima et l'on observait au galvanomètre; celui-ci n'a accusé aucune variation de température appréciable après un quart d'heure de marche. Donc, la force vive de l'air qui vient heurter la boule ne produit aucun échauffement appréciable et ne peut influer sur la loi du refroidissement pendant

le cours de ces expériences qui sont très rapides ; celle qui correspond à la plus grande vitesse n'a duré que 22 minutes. On avait soin, d'ailleurs, de faire ces expériences le matin dans la grande salle, de sorte que tout le système, soudures, boule et air ambiant étaient bien à la même température.

Pour dégager les lois du phénomène, j'ai cherché la valeur de l'exposant b de la température en opérant comme dans le cas de l'enceinte indéfinie, c'est-à-dire en utilisant les vitesses dues au rayonnement calculées directement avec cette boule.

En effet, si le pouvoir refroidissant de l'air peut s'écrire, en appelant u la vitesse de l'air, $f(u)\,t^b$, on aura, pour une même valeur de u et pour deux températures différentes t et t'.

$$V = v + f(u)t^b \qquad V' = v' + f(u)t'^b$$

par suite

$$\left(\frac{t}{t'}\right)^b = \frac{V - v}{V' - v'}$$

équation qui permet de calculer b.

On trouve ainsi pour b des nombres qui oscillent autour de 1 et cela pour les trois vitesses, comme l'indiquent les nombres ci-dessous.

$u = 3^m05$	$b =$	0,969	0,958	1,003	1,004	0,987	0,995 ;	moyenne b=0,975
$u = 4^m4$		0,958	1,001	1,028	0,9815	0,993	0,995	b=0,975
$u = 6^m$		1,064	1,043	1,027	0,9905	0,991	1,0208	b=1,020

Les valeurs de b ont varié de 0,958 à 1,064 et la moyenne totale est $b = 0{,}99$.

La formule de Dulong et Petit ne s'applique donc plus dans ce cas et le pouvoir refroidissant de l'air est simplement proportionnel à l'excès de la température. Ce résultat concorde avec les conclusions théoriques auxquelles est arrivé M. Boussinesq (1) dans son étude mathématique du pouvoir refroidissant d'un courant gazeux. Il trouve, en effet, que « le pou-

(1) Boussinesq. — *Comptes rendus*, t. CXXXIII, p. 257.

» voir refroidissant varie proportionnellement à l'excès de la » température et suivant une loi complexe de la vitesse du » vent ».

Toutefois, en étudiant le cas d'un disque mince, limité d'un côté par un bord, indéfini suivant les autres sens et parallèle au courant, soumis à l'action d'un courant gazeux perpendiculaire au bord et au plan du disque, M. Boussinesq est arrivé à une formule simple pour la vitesse de refroidissement. Si u est la vitesse du vent, t l'excès de température, on a pour la vitesse V

$$V = Kt\sqrt{u}$$

où K est une constante.

Sur les indications de M. Boussinesq, j'ai cherché si cette formule ne s'appliquerait pas aux expériences précédentes ; on voit, en effet, que le courant d'air ne refroidit sensiblement que par la couche tangente à la sphère, on est donc à peu près dans le même cas que celui d'un disque tangent au courant.

Pour vérifier cette formule, il suffisait de calculer les valeurs de K correspondant aux différents excès et différentes vitesses u et voir si elles étaient constantes.

Soit v la vitesse due au rayonnement, on aura pour la vitesse totale

$$V = v + Kt\sqrt{u}$$

d'où

$$K = \frac{V - v}{t\sqrt{u}}$$

Le calcul montre effectivement que K est sensiblement constant. Voici quelques valeurs obtenues :

$u = 3^m05$	$K \times 10^7 =$	5491	5518	5531	5523	5527	5571	5728	5662	5712	5529 ; moyen.	5600
$u = 4^m40$		5547	5583	5593	5577	5646	5755	5655	5741	5566	5581	5651
$u = 6^m$		5471	5455	5403	5355	5381	5426	5399	5379	5420	5465	5406

La moyenne de K pour la grande vitesse, 6 mètres, est un peu plus faible que les deux autres ; si on fait la moyenne de toutes les valeurs de K, on trouve $K = 0{,}0005552$.

En prenant cette valeur et calculant le terme $K t \sqrt{u}$, auquel on ajoutera la valeur v correspondante, on doit retrouver les vitesses observées si la formule convient bien.

Le tableau ci-dessous donne quelques vitesses ainsi calculées et celles directement observées, et montre que les différences ne portent que sur le troisième chiffre significatif.

Tableau X

TEMPÉRATURES		290.22	265.25	239.60	213.17	185.94	157.83	128 73	98.56	67 16	34.37
$u=3^m05$	calculé :	0.4449	0.3927	0.3433	0.2970	0.2510	0.2034	0.1645	0 1227	0 08192	0 0408
	observé :	0.4418	0.3911	0.3421	0 2975	0 2516	0.2083	0 1670	0 1256	0 0838	0 0420
$u=4^m40$	calculé :	0 5015	0.4444	0.3900	0 3383	0 2872	0 2342	0.1896	0.1419	0 0950	0.0475
	observé :	0.5012	0.4461	0.3920	0.3396	0 2909	0 2409	0.1924	0.1459	0 0980	0.0505
$u=6^m$	calculé :	0 5582	0.4952	0.4368	0.3800	0 3235	0 2650	0 2148	0 1612	0.1081	0.0542
	observé :	0.5524	0 4899	0.4281	0.3711	0.3155	0.2621	0.2106	0 1578	0.1040	0.0520

Ainsi, dans le cas d'une sphère qui se refroidit dans un courant d'air animé d'un mouvement de translation, la formule de Dulong et Petit n'est plus applicable avec $b=1{,}232$ et celle de M. Boussinesq, $K t \sqrt{u}$, convient au contraire pour le cas des vitesses u employées.

Une question cependant se pose. Pour la plus grande vitesse que j'ai pu obtenir, 6 mètres à la seconde, la moyenne de K est déjà plus faible que pour des vitesses moindres, il aurait été intéressantd'opérer avec des vitesses encore plus grandes pour voir si K restait sensiblement constant où serait allé, au contraire, en décroissant. Le raisonnement indique, en effet, que si la vitesse devient de plus en plus rapide, la vitesse de refroidissement pourrait ne pas toujours aller en augmentant et tendrait vers une limite ; d'autre part, la force vive de l'air qui heurterait la moitié de la surface sphérique finirait par ne plus être négligeable et produire une certaine élévation de

température qui pourrait même devenir très grande (cas des vitesses astronomiques, il est vrai), de sorte qu'après un refroidissement de plus en plus long, le système finirait par s'échauffer.

La formule $K\,t\sqrt{u}$ ne s'applique qu'au cas où l'air est en mouvement ; pour l'air calme, c'est-à-dire pour $u = o$, elle ne signifie plus rien, car elle donne $v = o$.

J'ai essayé de chercher une formule telle que pour $u = o$ on retrouve la formule de Dulong et Petit de la façon suivante, mais, comme on le verra, cette formule n'est pas simple.

Soit V_1 la vitesse à l'air calme qui a été observée et V_2 celle sous une vitesse u et pour la même température t : on peut toujours poser d'une manière générale

$$V_2 = V_1 + f(u)\, t^{\varphi(u)}$$

on calculera $\varphi(u)$ comme il a été fait pour b ; on aura en effet pour une même vitesse u et pour deux températures t et t'

$$\frac{V_2 - V_1}{V'_2 - V'_1} = \left(\frac{t}{t'}\right)^{\varphi(u)}$$

on trouve ainsi pour $\varphi(u)$ un nombre constant pour une même valeur de u, mais variable avec elle

Pour $u = 3^m,05$	Moyenne de $\varphi(u)$	$= 0,762$
$u = 4^m,40$	—	$= 0,824$
$u = 6^m$	—	$= 0,912$

On peut poser

$$\varphi(u) = 0,610 + 0,05\, u = \frac{b}{2} + 0,05\, u.$$

Les valeurs de $f(u)$ se calculeront alors facilement par la formule

$$f(u) = \frac{V_2 - V_1}{t^{\varphi(u)}}$$

elles sont encore sensiblement constantes pour une même valeur de u, mais variables avec elle

Pour $u = 3^m,05$	Moyenne de $f(u) = 0,001632$
$u = 4^m,40$	— $= 0,001649$
$u = 6^m$	— $= 0,001330$

Cette fonction $f(u)$, qui doit être nulle pour $u = o$, n'est pas simple ; on peut l'assimiler à une parabole $(au + bu^2)$, quoique déjà pour la plus grande vitesse la courbe se relève.

F. — Cas où la vitesse est indépendante de la pression. Considérations générales

De la Provostaye et Desains, les premiers, observèrent que lorsqu'on étudie le refroidissement dans une enceinte de dimensions suffisamment petites, il arrive un moment où la vitesse devient indépendante de la pression entre deux valeurs limites qui dépendent de la grandeur de l'enceinte et de la capacité calorifique du corps qui se refroidit.

Ils signalèrent le fait sans chercher à l'expliquer. Depuis, un certain nombre d'hypothèses ont été faites ; je vais les résumer rapidement.

Un grand nombre de Physiciens admettent que la diminution de grandeur de l'enceinte empêche les courants de convection de se produire lorsque la pression est assez faible et le refroidissement n'est alors dû qu'à la conductibilité propre du gaz, ce qui permet de la mesurer.

C'est Clausius qui, le premier, a expliqué le mécanisme de la conductibilité des gaz et exposé une théorie qui est reproduite dans un article de M. Violle (1) en y introduisant les simplifications dues à M. Von Lang (2). D'après cette théorie, la conductibilité K d'un gaz serait indépendante de sa pression et proportionnelle à la racine carrée de sa tempé-

(1) Violle. — *Journal de Physique*, 1re série, t. VI, p. 176.
(2) Von Lang. — *Einlectung in die theorische Physik.*, p. 529.
Voir aussi : Jamin et Bouty. — *Physique*, t. II, p. 384*.

rature absolue ; elle serait reliée au coefficient de frottement intérieur η du gaz par la relation

$$K = \frac{3}{2} c \eta$$

c étant sa chaleur spécifique sous volume constant. Admettant que η est déterminé par des expériences suffisamment précises, on trouve ainsi pour la conductibilité à 0 (glace) $K_{T_0} = 0{,}0000480$ et la conductibilité à la température absolue T serait donnée par

$$\frac{K_T}{\sqrt{T}} = \frac{K_0}{\sqrt{T_0}}$$

Maxwell, ayant trouvé expérimentalement que le coefficient de frottement intérieur de l'air variait proportionnellement à la température absolue, fit une nouvelle théorie des gaz pour la mettre en harmonie avec ses expériences ; la valeur pour K_{T_0} serait un peu plus grande que celle de Clausius, on aurait :

$$K_{T_0} = 0{,}0000550, \text{ et } \frac{K_T}{T} = \frac{K_{T_0}}{T_0}$$

C'est l'expérience qui doit indiquer quelle est celle de ces théories qui est vérifiée, mais jusqu'à maintenant toutes les expériences qui ont été faites n'ont rien pu décider, comme on le verra. Il faut dire aussi que les valeurs à mesurer sont très faibles de l'ordre de 10^{-5} et que par suite la moindre variation influe fortement sur les résu tats.

Les expériences basées sur ces considérations théoriques pour déterminer la conductibilité des gaz sont très nombreuses.

M. Stéfan (1) emploie un thermomètre à double enve-

(1) Stéfan. — *Comptes rendus. Académie de Vienne*, 1872 : *Journal de Physique*, 1re série, t. II, p. 148.

loppe de cuivre ou de laiton dans laquelle se trouve le gaz qui est chauffé par l'intérieur et refroidi par l'extérieur. Il trouve ainsi pour le pouvoir conducteur absolu de l'air 0,000056 (en unités CGS) : c'est la quantité de chaleur qui passe en une seconde à travers 1 centimètre carré de la section d'un mur gazeux indéfini de 1 centimètre d'épaisseur dont les deux faces sont maintenues à des différences de température égales à 1°.

Ce nombre se rapproche de celui de Maxwell, mais il faut remarquer cependant que Stéfan n'a pas déterminé la valeur due au rayonnement, de sorte que ce nombre est trop fort.

MM. Kundt et Varburg (1) observent également le refroidissement d'un thermomètre placé dans le gaz enfermé dans une enceinte entourée de glace fondante ; en diminuant la pression du gaz, ils trouvent pour l'air une vitesse de refroidissement constante entre 150 et 1 millim. Ayant mesuré cette vitesse, ils font le vide au moyen d'une trompe à mercure et déterminent la valeur due au rayonnement direct. Ils trouvent ainsi pour K_{T_0} 0,0000480 (toutefois, ils ne donnent cette valeur que comme approximative, n'ayant pas mesuré avec précision la capacité calorifique de leur thermomètre).

M. Vinkelmann (2) trouve par le refroidissement d'un thermomètre 0,0000520 et indique le coefficient de température de la conductibilité ; il donne la formule $K = K_0 (1+0{,}00277\, t)$. Ce résultat est intermédiaire entre les deux valeurs théoriques de Maxwell et de Clausius.

Il reprend ces expériences en (1886) (3), puis en 1891 (4),

(1) Kundt et Varburg. — *Ann. de Pogg.*, t. CLV et CLVI ; *Journal de Physique*, 1re série, t. V, p. 118.

(2) Vinkelmann. — *Pogg. Annal.*, t. CLVI, p. 514 et t. CLIX, p. 177.

(3) Vinkelmann. — *Journal de Physique*, 2e série, t. VI, p. 535.

(4) Vinkelmann. — *Journal de Physique*, 3e série, t. I, p. 344. *Wied. Ann.*, t. XLIV.

en employant un dispositif analogue à celui de M. Christiansen, et trouve pour le coefficient de température des nombres plus petits ; en 1886, il donne 0,00206 et en 1891, 0,00190, mais la valeur de K_{T_0} est plus grande que la première, elle est égale à 0,0000555.

M. Eichorn (1) trouve, par la méthode de Christiansen, pour le coefficient de température 0,00199.

M. Christiansen (2), en employant une méthode basée sur l'observation des températures stationnaires qui lui a servi à la comparaison des conductibilités des corps mauvais conducteurs, a pu déterminer le coefficient de température de la conductibilité de l'air. L'appareil consiste en trois plaques de cuivre horizontales également espacées, entre lesquelles on met le corps à étudier. La plaque supérieure est chauffée, l'inférieure est maintenue à température constante par des courants d'eau chaude ou froide ; des thermomètres horizontaux placés près des surfaces des plaques de cuivre permettent d'avoir la température moyenne au centre de chacune des plaques. Cette méthode a donné pour le coefficient de température de l'air 0,00150, nombre le plus faible de ceux trouvés jusqu'à maintenant.

M. Schleiermacher (3), par l'échauffement, au moyen d'un courant électrique, d'un fil de platine placé à l'intérieur d'un tube horizontal plongé dans un bain d'eau à température constante, trouve $K_{T_0} = 0{,}0000562$. Mais il n'a pas déterminé la convection par l'expérience (il n'est pas dans le cas où la vitesse est indépendante de la pression), il la calcule au moyen de certaines considérations théoriques.

(1) Eichorn. — *Wied. Ann.*, t. XL, p. 697. *Journal de Physique*, 2e série, t. X, p. 524.

(2) Christiansen. — *Ann. der Physik.*, t. XIV, p. 23. *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 235.

(3) Schleiermacher. — *Journal de Physique*, 2e série, t. VIII, p. 440.

M. Muller (1), en reprenant la méthode de Vinkelmann, puis celle de Kundt et Varburg, trouve $K_{T_0} = 0{,}00005572$ et M. Grätz (2) 0,00004844.

Enfin, M. Eckerlein (3) étudie le refroidissement d'un thermomètre dans un bain d'air liquide ; il emploie comme liquide du thermomètre de l'éther de pétrole qui ne se solidifie pas à ces basses températures. Pour éliminer la valeur du rayonnement, il admet que la loi de Stéfan est vraie et remarque que son importance relative sera d'autant plus faible que l'on opérera à une température plus basse.

Le thermomètre est placé successivement dans deux enceintes sphériques de rayons différents et on observe son refroidissement dans chacune d'elles ; la valeur du rayonnement restant la même dans les deux cas et connaissant la capacité calorifique du réservoir du thermomètre, on peut calculer la conductibilité. M. Eckerlein trouve ainsi $K_{T_0} = 0{,}00004677$ et pour coefficient de température 0,00362 ; la valeur K_{T_0} est la plus faible qui ait été trouvée et, au contraire, celle du coefficient de température est la plus forte et satisfait à la théorie de Maxwell. Dans ces expériences, la température peut n'être pas connue avec assez d'exactitude, de plus, il faut introduire un certain nombre de corrections relatives à la part du rayonnement et à l'influence de la tige du thermomètre ; enfin, rien n'indique que les rayons de deux sphères soient tels que l'on soit dans le cas de l'indépendance de la vitesse en fonction de la pression.

En résumé, les valeurs trouvées pour K_{T_0} sont voisines de 0,0000480 (Clausius) et de 0,000055 (Maxwell) ; quant au coefficient de température, sauf dans le cas des expériences de M. Eckerlein où il est égal à 0,0036, c'est-à-dire conforme

(1) Muller. — *Wied. Ann.*, t. LX, N° 1, 1897, p. 82.
(2) Grätz. — *Wied. Ann.*, t. XI, p. 713.
(3) Eckerlein. — *Drude's Annalen der Physik.*, t. III, N° 9, p. 120.

à la théorie de Maxwell, il a toujours été trouvé plus petit que ce nombre, et en refaisant ses expériences, M. Vinkelmann a été amené à lui donner des valeurs de plus en plus petites : 0,00277, 0,00206 et 0,00190. M. Christiansen trouve 0,00150. Ces nombres tendent de plus en plus à la vérification de la formule de Clausius, plutôt que celle de Maxwell.

En admettant cette hypothèse de la conductibilité propre du gaz, les expériences faites avec le petit ballon en verre de 8,3 cent. de diamètre ayant donné une vitesse indépendante de la pression (entre 50 et 3 millim.) permettent de déterminer cette conductibilité. Si, en effet, de la vitesse totale observée dans ce cas on retranche celle due au rayonnement et qui a été déterminée directement dans le même ballon, la différence représente la vitesse due à la conductibilité seule de l'air.

Pour déterminer cette conductibilité on peut faire le raisonnement suivant (1):

Soient t la température de la boule, S sa surface, P son poids, C sa chaleur spécifique, e l'épaisseur du mur gazeux, K le coefficient de conductibilité de la couche gazeuse défini comme il a été dit plus haut, V_1 la vitesse totale observée, V_2 celle due au rayonnement.

Pendant un temps très petit $d\theta$, la quantité de chaleur qui passe à travers le mur gazeux est, en admettant que pour un temps très court elle soit proportionnelle à la température, $KS\frac{t}{e}d\theta$; cette quantité de chaleur est égale à celle qui est perdue par la boule, c'est-à-dire à $-PCdt$ si sa température a baissé de dt. On a donc pour K

$$K = \frac{PCe}{St} \times \frac{-dt}{d\theta} = \frac{PCe}{St}(V_1 - V_2) = \frac{M}{t}(V_1 - V_2)$$

Dans le cas de ces expériences, on a :

(1) Voir : Jamin et Bouty. — *Physique*, t. II, 2e fascicule, p. 382*.

$P = 38^{gr}539$ $C = 0{,}0968$ $S = 12^{cq}5664$

Diamètre du ballon. . $8^c{,}3$
Diamètre de la boule. 2^c
$\Big\}\ e = \dfrac{6{,}3}{2} = 3^c{,}15$

et par suite $M = 0{,}935$.

On trouve ainsi pour K des valeurs qui sont inscrites dans la 4e colonne du tableau XI ; en construisant une courbe dont les abscisses sont les températures et les ordonnées les conductibilités correspondantes, on obtient pour l'ordonnée à l'origine, c'est-à-dire pour la conductibilité à 0 (glace), $K_{T_0} = 0{,}0000479$ (nombre de Clausius). Cette courbe est un arc de parabole qui se confond presque avec une droite dont le coefficient angulaire est 0,00130, de sorte que si l'on pose $K_t = K_0 (1 + \gamma t)$, on a $\gamma = 0.00130$.

Cette valeur de γ est plus faible que toutes celles qui ont été obtenues et indique que c'est la formule de Clausius qui serait mieux vérifiée que celle de Maxwell.

Comme vérification on doit avoir

$$\frac{K_T}{\sqrt{T}} = \frac{K_0}{\sqrt{T_0}} = A$$

A étant une constante. Ces valeurs de A sont inscrites dans la dernière colonne du tableau. XI ; on voit qu'elles sont en effet bien constantes.

Tableau XI

T	V_1	V_2	$K_T \times 10^8$	$\dfrac{K_T}{\sqrt{T}} \times 10^8 = A \times 10^8$
563.22	0 1940	0 1736	6572	276 9
550 82	0 1790	0 1598	6461	275 4
538 25	0.1650	0.1469	6382	275.0
525 50	0 1518	0.1348	6296	274 6
512.60	0.1386	0 1226	6241	276.1
486.17	0.1146	0.1008	6050	274.4
472.65	0 1030	0.0903	5950	273.7
445.00	0.0810	0.0705	5710	270.7
416.40	0 0620	0 0531	5610	274.9
386.80	0 0446	0.0379	5500	279.7
356.02	0.0287	0.0240	5290	280.4
323.95	0.0150	0.0122	5140	285.6

L'avantage de la méthode employée est d'abord l'évaluation exacte de la température et ensuite la forme sphérique du corps chaud dont on peut avoir le poids et la capacité calorifique avec toute l'exactitude voulue et qui réalise le cas idéal d'une sphère placée au centre d'une enceinte. Par l'emploi d'un thermomètre à mercure, il y a toujours quelque incertitude dans l'évaluation de la capacité calorifique à cause de l'influence de la tige et de la quantité de liquide constamment variable qui participe au refroidissement.

Ainsi, en admettant l'hypothèse de la conductibilité propre des gaz, ces expériences donnent pour la conductibilité de l'air sec à 0 centigrade $K_{T_0} = 0{,}0000479$ et de 0 à 300° elle croît proportionnellement à la racine carrée de la température absolue. Ces deux résultats vérifient complètement la théorie de Clausius.

Mais pour d'autres Physiciens, les courants de convection ne cessent jamais de se produire et la constance du refroidissement serait due à une autre cause qu'à la conductibilité de l'air.

M. J. Stoney (1) admet que lorsqu'un corps chaud est placé dans une enceinte gazeuse, il se forme autour de ce corps une couche qui a été étudiée par M. Crookes, qu'il appelle couche de Crookes, et dans laquelle la température varie depuis celle du corps jusqu'à celle du gaz ambiant ; cette couche est d'autant plus grande que la pression du gaz est plus faible. Lorsque l'enceinte est elle-même très grande, la couche de Crookes ne peut arriver jusqu'à elle, mais si la pression et l'enceinte sont suffisamment faibles, la couche de Crookes peut occuper celle-ci en entier et même avoir un volume plus grand, et l'on a alors une couche comprimée ; les molécules issues du corps chaud ont encore une certaine force vive en arrivant sur l'enceinte et celle-ci s'échauffe.

(1) J. Stoney. — *Philosophical Magazine*, mars et avril 1876.

M. Stoney appelle ce mode de transmission de la chaleur, pénétration ; elle se propagerait avec une vitesse bien plus rapide (la vitesse du son environ) que celle qui est due à la convection qui, d'après lui, existe dans tous les cas.

C'est la superposition de ces transmissions qui produirait cette constance du refroidissement entre certaines limites de pression.

Ce raisonnement expliquerait la grande transmission de la chaleur par l'hydrogène, ainsi que le fait signalé pour le cas de l'anhydride carbonique pour lequel la vitesse de refroidissement augmentait légèrement lorsque la pression diminuait.

M. Stoney n'a fait aucune expérience pour mesurer la valeur de cette transmission.

Enfin pour M. Boussinesq aussi, les courants de convection ne disparaissent jamais, au contraire.

Voici d'ailleurs la lettre que M. Boussinesq m'a fait l'honneur de m'écrire au sujet d'une note qu'il doit insérer dans son ouvrage (1), relativement à mes expériences. Je la cite en entier, car, comme on le verra, non seulement M. Boussinesq explique la constance de la vitesse, mais encore toutes les particularités que j'ai observées et qui sont en harmonie avec sa théorie ; elle peut servir de résumé à l'ensemble de mes expériences :

« Des expériences récentes de M. Compan sur le pouvoir » refroidissant des courants d'air auxquels un ventilateur » donnait les vitesses de 3 m. 05, 4 m. 40 et 6 mètres par se- » conde, sur une boule noircie présentant des excès de tem- » pérature de 300° à 0, prouvent que la partie des vitesses » de refroidissement due au contact du fluide ou qui subsiste » après défalcation de la petite vitesse de refroidissement

(1) Boussinesq. — *Théorie analytique de la chaleur*, t, III, p. 189-190 (sous presse).

» dans le vide, pour mêmes températures de la boule et l'es-
» pace froid dont elle occupe le centre, est bien proportionnelle
» à l'excédent de la température de la boule et à la racine carrée
» de la vitesse du fluide, obtenue ci-après (p. 191) pour un
» disque tangent au courant.

» Des expériences antérieures sur le pouvoir refroidissant
» de l'air calme ou sans courant général avaient confirmé les
» lois de Dulong et Petit, sauf aux très faibles pressions, ou
» probablement le ballon (de 16 cent. de diamètre) contenant
» la masse d'air employée à refroidir une boule centrale
» (2 cent. de diamètre) était trop petit pour qu'on pût sup-
» poser indéfinie cette masse gazeuse et en repos ses couches
» relativement éloignées de la boule, comme l'impliquent à la
» fois notre théorie et les lois de Dulong et Petit.

» Il est naturel, en effet, que si l'on réduit graduellement la
» masse totale d'air confinée dans le ballon, le refroidissement
» et l'arrêt des courants ascendants chauffés par la boule se
» produisent, faute de matière pour observer l'énergie calori-
» fique de plus en plus loin du centre et finalement sur le
» ballon même. Or, le phénomène se transformant alors, ses
» lois doivent changer. D'ailleurs, dès que le refroidissement
» a lieu pour une part notable assez près du ballon et non plus
» exclusivement dans l'air intérieur, on conçoit que sa vitesse
» puisse gagner par l'intervention croissante de l'énorme con-
» ductibilité relative du ballon, presque autant qu'elle perd à
» raison du décroissement supposé se continuer, de la masse
» totale d'air ; et même, qu'elle se maintienne à peu près in-
» variable jusqu'à une certaine limite inférieure de pression,
» comme M. Compan l'a observé (dans un ballon plus petit)
» après De la Provostaye et Desains. Car à partir du moment
» où le décroissement de θ (température au point xyz) le long
» des normales au corps chaud menées dans le fluide jus-
» qu'au ballon devient sensible sur toute leur longueur, la

» constance imposée de la chute de température entre leurs » deux extrémités, c'est-à-dire entre les deux surfaces fixes du » corps chaud et du ballon froid, restreint beaucoup l'ampli- » tude des variations possibles de la dérivée ou *pente* de θ dans » l'intervalle ; ce qui n'y permet, près du corps chaud au » facteur K dans le flux calorifique F de convection, que des » écarts très inférieurs à ce qu'ils étaient jusque-là.

» Aussi, les Physiciens ont-ils accepté l'hypothèse simple » que le décroissement de θ le long des normales communes » au corps chaud et au ballon tend à y devenir uniforme mal- » gré l'inégalité relative, ordinairement considérable, des deux » surfaces du corps chaud et du ballon, ou de leurs deux » rayons. Alors le flux F immédiatement évaluable, exprimé » par $K\frac{t}{e}$, devient lui-même constant, du moins dans la » mesure où la conductibilité K du gaz est indépendante de » la densité ρ.

» La capacité calorifique c de l'unité de volume étant, par » contre, proportionnelle à ρ, le second membre de l'équation » (16) des températures (p. 174) doit en chaque point (xyz) » être approximativement en raison inverse de ρ et alors l'ex- » pression (20) du premier membre θ' (p. 175) montre que » les vitesses u, v, w du fluide le sont aussi assez sensible- » ment.

» En d'autres termes, la rapidité des courants de convec- » tion compense leur peu de masse. Et cet état de chose du- » rerait jusqu'au degré de raréfaction de l'air où la conducti- » bilité K décroît ».

Et M. Boussinesq ajoute encore dans sa lettre :

« Ces considérations me paraissent prouver que les cou- » rants de convection ne disparaissent jamais, tant qu'il reste » de l'air dans le ballon. Bien au contraire, ils augmentent de » rapidité avec le degré de raréfaction. Mais cela n'empêche

» pas le mode *uniforme* de variation que vous attribuez à la » température d'être plausible et par suite votre calcul de K » par la formule $K = \frac{P\,Ce}{tS}(V_1 - V_2)$ de subsister.

» Je pense, comme vous voyez, que, dans votre petit ballon » de 8,3 centim., la matière avait une action directe tendant à » rendre la vitesse de refroidissement moins variable avec la » pression, et voilà pourquoi, même au-dessus de $p = 50^{mm}$, » le pouvoir refroidissant était proportionnel à $p^{0,30}$ au lieu de » $p^{0,45}$, ou proportionnel à une puissance de p à exposant plus » rapproché que celui de Dulong et Petit de la limite zéro (que » donnerait la constance).

» J'interprète la valeur, au contraire, plus forte que 0,45 » de l'exposant p^c dans votre grand ballon au-dessous de » $p = 15$ millim., en admettant que, dans ce grand ballon, » l'air est en masse suffisante pour ne pas mettre en jeu la » conductibilité propre du ballon, sauf au-dessous de 15 mil- » lim., et que, à ces très faibles pressions, la conductibilité K » de l'air décroît déjà sensiblement.

» La période intermédiaire, manifestée par le petit ballon, » de décroissement modéré et puis d'invariabilité de $V_1 - V_2$, » n'a donc plus lieu de se produire ».

Cette théorie paraît bien plus rationnelle que les autres, car non seulement elle rend compte des diverses particularités, mais encore elle ne fait pas interveuir l'hypothèse de la suppression des courants de convection qui semble peu admissible.

Quoi qu'il en soit, on peut admettre, en s'appuyant sur la haute autorité de M. Boussinesq, que tout se passe, dans le cas particulier de la constance, comme s'il y avait une conductibilité particulière de l'air dont la mesure et la variation en fonction de la température peuvent se faire comme il a été indiqué.

Il résulte de cette étude que le pouvoir refroidissant de l'air calme, en masse indéfinie ou confiné dans une enceinte assez grande par rapport au corps refroidissant, obéit aux mêmes lois. Ce pouvoir refroidissant se fait par les courants de convection qui se produisent au contact du corps chaud.

On pourrait les examiner par le procédé de M. Marey (1), mais on peut les voir très facilement de la manière suivante :

La boule chauffée tenue par un fil est suspendue au milieu d'une cuve en glace à faces parallèles que l'on place dans le faisceau divergent produit par un microscope solaire ; en recueillant sur un écran l'ombre de la boule, on la voit entourée de franges de diffraction (qui ne sont pas modifiées par la température du corps) et l'on aperçoit des filets d'air qui l'entourent, s'élèvent d'abord verticalement en venant se rejoindre autour du fil de suspension, puis s'évasent et disparaissent.

Ces courants dépendent évidemment de la surface du corps chaud ; dans le cas de la sphère qui est un corps symétrique ayant une surface minima pour un volume donné, ces courants sont les plus faibles. Mais pour un corps ayant une autre forme, non seulement ils dépendront de la surface, mais encore de la position de cette surface par rapport à leur direction, et l'étude des lois du refroidissement se compliquerait.

Pour avoir une idée de l'influence de la position de la surface, j'ai étudié le refroidissement à l'air libre d'un disque de cuivre rouge noirci pesant 43 gr. 50, ayant 2 millim. d'épaisseur et 40 millim. de diamètre (analogue à celui qui a servi à M. Crova pour son actinomètre absolu), traversé en son milieu par la soudure du couple Cuivre-Constantan qui a servi aux expériences dans le grand ballon de verre et qui

(1) Marey. — Mouvement de l'air étudié par la Chronophotographie. *Journal de Physique*, mars 1902.

permet de le suspendre soit horizontalement, soit verticalement.

Dans la seconde position, les courants de convection sont favorisés et la vitesse de refroidissement devient plus grande, comme l'indique le tableau ci-dessous.

La seconde soudure est aussi à l'air libre, mais toujours placée au-dessous du disque.

Tableau XII

EXCÈS DE TEMPÉRATURE	VITESSES	
	DISQUE HORIZONTAL	DISQUE VERTICAL
280° 81	0°5900	0°9140
257 73	0.4798	0.5667
234.04	0.4024	0.4673
209.70	0.3520	0.4098
184.68	0 2876	0 3252
158.92	0.2265	0 2810
132.33	0 1778	0 2070
104 86	0 1280	0 1519
76 39	0 0846	0.0974
46 81	0.0456	0.0515

2° LOIS DU RAYONNEMENT

L'emploi du ballon en verre de 8,3 centim. de dimensions restreintes permettait d'y faire un vide presque absolu et de déterminer directement les vitesses de refroidissement dues au rayonnement. Pour cela, le ballon était relié au moyen d'un tube en plomb à une trompe à mercure à six chutes et à une pompe à mercure d'Alvergniat, les joints étaient soigneusement mastiqués; sur le trajet était le système desséchant. On commençait à faire le vide avec la pompe jusqu'à sa limite, puis on faisait marcher la trompe ; l'opération commençait le matin et on ne l'interrompait pas de toute la journée. Un peu avant de chauffer la boule, on entourait le ballon d'eau bouillante de façon à favoriser le départ des dernières traces d'air adhérentes à la paroi, on maintenait ainsi jusqu'à ce que le mastic entourant le col du ballon commençât à fondre. La jauge de Mac-Léod a indiqué une pression inférieure à un millième de millimètre. On chauffait la boule comme il a été dit et l'on observait son refroidissement, la trompe continuant toujours à fonctionner.

Trois séries d'opérations ont été faites, le ballon étant complètement entouré : 1° de glace râpée ; 3° d'un mélange pâteux de neige carbonique et d'éther ; 3° d'air liquide.

On peut alors comparer directement à ces vitesses les formules proposées pour le rayonnement total d'un corps, savoir: celles de Dulong et Petit, de Stéfan, de Weber et qui sont les suivantes :

(1) (Dulong et Petit) $V = ma^{\theta}(a^{t} - 1)$ $a = 1{,}0077$

t et θ températures centigrades, θ température de l'enceinte, t excès de la température du corps chaud sur celle de l'enceinte.

(2) (Stéfan) $V = m\,(T^4 - \Theta^4)$

(3) (Weber) $V = m\,(Tn^T - \Theta n^\Theta)$ $\qquad n = 1{,}0043$

T température absolue du corps qui se refroidit dans une enceinte à température absolue Θ.

T et Θ étant connus, l'expérience donnant v, on pourra calculer la valeur de m pour chacune des formules et qui doit être une constante pour chacune d'elles.

1° Ballon entouré de glace râpée

Les vitesses de refroidissement ont été observées depuis 302°47 centigrades. Le tableau ci-dessous donne les valeurs de t, de T, de la vitesse et les valeurs de m correspondantes pour les trois formules.

Tableau XIII

$\theta = o$ $\Theta = +273$			2° Soudure dans glace râpée		
TEMPÉRATURES centigrades t	TEMPÉRATURES absolues T	VITESSES de refroidissement	VALEURS DE m		
			Dulong et Petit $m \times 10^6$	Stéfan $m \times 10^{13}$	Weber $m \times 10^8$
302.47	575.47	0.1878	2048	1804	3189
290 22	563 22	0.1736	2055	1826	3212
277.82	550 82	0.1598	2115	1847	3229
265 25	538 25	0.1469	2211	1874	3252
252 50	525.50	0.1348	2273	1907	3272
239.60	512 60	0 1226	2323	1931	3291
226.47	499.47	0.1114	2382	1965	3313
213.17	486 17	0.1008	2431	2003	3336
199.65	472.65	0.0903	2493	2035	3345
185.94	458 94	0.0800	2532	2061	3337
172 00	445 00	0 0705	2574	2094	3335
157.83	430 83	0.0618	2625	2138	3345
143.40	416.40	0.0531	2651	2163	3332
128 73	401 70	0.0459	2727	2240	3361
113.80	386 83	0 0379	2720	2252	3308
98.56	371.56	0 0304	2690	2251	3215
83 02	356 02	0.0240	2697	2283	3172
67.16	340.16	0 0177	2627	2254	3049
50.96	323.95	0.0122	2553	2236	2917
34.37	307.37	0.0075	2487	2224	2802

2° Ballon entouré d'un mélange d'éther et de neige carbonique

En mélangeant à de l'éther de la neige carbonique de façon qu'elle soit en excès, on obtient une substance pâteuse qui garde une température constante et que l'on peut prendre égale à —78°2, comme on l'a vu.

Le ballon était entouré de cette pâte (jusqu'au-dessus de la rondelle en carton) dans laquelle plongeait l'autre soudure, elle était contenue dans un vase à deux enveloppes en verre entre lesquelles le vide a été fait et qui a servi également à contenir l'air liquide.

Ce mélange se conserve ainsi assez longtemps, même à l'air libre sans être couvert. Pour remplacer les parties qui s'évaporaient, une pâte identique était faite dans un second récipient et c'est de là qu'on puisait; on n'a alors aucune variation au galvanomètre, tandis que si on ajoute directement de l'éther ou de la neige carbonique au récipient entourant le ballon en expérience, à chaque fois, le galvanomètre indique une variation de température.

Les vitesses de refroidissement et les valeurs de m qui en résultent sont inscrites dans le tableau XIV. Les températures ont été calculées en prenant pour celle de la soudure froide —78°2 et cherchant par la loi des températures successives celles qui correspondent aux déviations observées. (Voir page 30).

Les valeurs de m sont un peu plus fortes que celles de l'expérience dans la glace râpée pour les mêmes températures absolues, ce qui peut provenir du degré de vide qui n'aurait pas été aussi parfait, quoique la jauge ait toujours indiqué une pression moindre que 1 millième de millimètre.

Tableau XIV

θ=-78,2 θ=194°8 2e Soudure dans pâte d'éther et neige carbonique				
TEMPÉRATURES absolues T	VITESSES de refroidissement	VALEURS DE m		
		Dulong et Petit $m \times 10^6$	Stéfan $m \times 10^{15}$	Weber $m \times 10^8$
421.27	0.0734	2861	2443	3477
407.97	0 0656	2884	2498	3466
394 45	0 0576	2889	2529	3413
380.74	0.0504	2907	2575	3370
366 80	0 0434	2889	2604	3298
352.63	0.0369	2858	2641	3214
338 20	0 0313	2849	2688	3159
323.53	0 0255	2761	2680	3019
308.60	0.0205	2677	2687	2895
293.36	0.0158	2550	2648	2715
277 82	0.0120	2458	2657	2583
261 96	0 0082	2219	2508	2305
245 76	0.0056	2126	2536	2192
229.17	0.0033	1996	2503	2027

3° Ballon plongeant dans l'air liquide

L'air liquide est contenu dans le récipient à double enveloppe et la seconde soudure est plongée dans sa masse.

Ces expériences sont très pénibles, car il me fallait surveiller la trompe à mercure et en même temps aider au mécanicien pour la mise en marche et le bon fonctionnement de la machine de Linde. La machine que possède l'Institut de Physique est un petit modèle; son maniement exige donc une grande attention; elle peut donner 750 centim. cubes d'air liquide à l'heure. L'étude du refroidissement a nécessité plusieurs litres d'air liquide.

La température admise pour la soudure froide est celle de l'oxygène bouillant, soit — 182°5 (1). L'air liquide est bien un mélange d'oxygène et d'azote, mais comme celui-ci bout

(1) D. Berthelot. — *Loc. cit.*

à une température absolue plus faible que celle de l'oxygène, il s'évapore et au bout d'un certain temps on n'a guère que de l'oxygène liquide, comme le prouvent les diverses expériences de combustion vive que l'on fait avec ce liquide et l'étude de M. Grousinoff (1).

Si l'on remarque que les premières quantités de liquide ont été obtenues à 1 heure et que ce n'est qu'à 4 heures que l'expérience a commencé, on peut en conclure que le liquide employé était en majeure partie composé d'oxygène.

Voici le tableau comparatif des valeurs de m.

Tableau XV

$\theta = -182°5$ $\Theta = 90,5$		2e soudure dans air liquide		
TEMPÉRATURES absolues T	VITESSES de refroidissement	VALEURS DE m Delong et Petit $m \times 10^6$	Stéfan $m \times 10^{15}$	Weber $m \times 10^8$
276.54	0°0156	1990	2698	2024
260 50	0.0121	1782	2666	1828
248.33	0.0096	1649	2878	1638
233.90	0.0067	1353	2290	1331
219.25	0 0056	1345	2500	1310
204 30	0 0040	1161	2388	1121
189 06	0.0029	1031	2393	994
173.52	0 0020	909	2383	861
157.66	0 0014	839	2542	794
141.46	0.0008	678	2399	635

L'examen de ces trois tableaux donne lieu aux remarques suivantes.

1° Formule de Dulong et Petit

Cette formule s'applique dans l'intervalle de 300 à 458 degrés (températures absolues), c'est-à-dire sensiblement de

(1) Grousinoff. — *Journal de Société Physico-chimique russe.* 1900, vol. XXXII.

0 à 200° centigrades, intervalle dans lequel ont opéré Delong et Petit.

Si l'on prend pour m la moyenne des valeurs de 0 à 200°, de part et d'autre les vitesses calculées sont plus fortes que celles qui ont été observées. Ce résultat était déjà connu pour les hautes températures. Il n'y a pas lieu de se demander pourquoi il en est encore ainsi aux températures inférieures au zéro centigrade, attendu que cette formule n'est pas en harmonie avec la thermodynamique.

2° Formule de Stéfan

C'est celle qui est la mieux vérifiée depuis la température d'ébullition de l'air liquide jusqu'à 300° environ.

On a vu qu'après l'énoncé de la loi par M. Stéfan M. Boltzmann a montré qu'elle pouvait se déduire de la théorie électromagnétique de la lumière pour un corps noir et que MM. Lummer et Pringsheim ont vérifié cette loi de 100 à 1300°. Ici, on peut admettre que le ballon de verre équivaut à un corps noir de même rayon ; d'ailleurs, d'après les expériences faites sur un corps recouvert de noir de fumée par MM. Lummer et Kurlbaum (1) et par M. Edler (2), la loi serait encore vraie. M. Lummer dit que pour le noir de fumée l'exposant de T serait presque exactement 4 ; cependant M. Paschen trouve 4,53 (3).

L'examen des trois tableaux montre que si les valeurs de m, pour la loi de Stéfan, restent sensiblement constantes de — 182°5 à + 150°, au delà elles vont un peu en diminuant. Par une modification légère de l'exposant, ne pourrait-on pas avoir des valeurs plus constantes ?

En prenant pour 5 températures du premier tableau divers exposants, voici les valeurs obtenues pour m.

(1) Lummer et Kurlbaum. — Rapport de M. Lummer ; *loc. cit.*
(2) Edler. — Rapport de M. Lummer ; *loc. cit.*
(3) Paschen. — Rapport de M. Lummer ; *loc. cit.*

Tableau XVI

T	Valeurs de $m = \frac{V}{T^n - \Theta^n}$ avec					
	$n = 3.95$	$n = 3.98$	$n = 3.99$	$n = 4$ Stéfan	$n = 4.01$	$n = 4{,}5$ Paschen
575.47	2484	2049	1925	1804	1617	739.5
525.50	2616	2168	2031	1907	1785	791.9
458.94	2799	2335	2155	2061	1938	908.9
386.80	3054	2543	2194	2252	2105	1087 0
307.37	2995	2563	2358	2224	2102	1157.0
Différence entre les deux valeurs extrêmes.....	511	514	433	420	485	417.5

La variation relative la plus faible est justement pour $n = 4$, c'est-à-dire pour la loi de Stéfan, ce qui s'accorde avec les expériences de MM. Lummer et Edler, tandis que la valeur de M. Paschen ne convient pas.

On peut encore se demander si les valeurs de m trouvées un peu faibles aux températures élevées ne proviennent pas du mode opératoire. Il se pourrait que le verre du ballon ait un pouvoir réflecteur qui, négligeable aux basses températures, ne le soit plus quand la température s'élève; de la chaleur serait renvoyée sur la boule et celle-ci se refroidirait plus lentement. Il se peut aussi que le pouvoir absorbant du verre pour les grandes longueurs d'onde qui est égal à celui du noir de fumée aux basses températures ne lui soit plus égal aux températures élevées.

Ces deux causes auraient pour effet de donner des vitesses de refroidissement un peu trop faibles. En supposant la loi de Stéfan rigoureusement exacte et en prenant pour m le nombre 2172 moyenne des valeurs de 0 à 150°, la vitesse calculée à 300° serait 0°,2261 au lieu de 0,1878 observé; la différence, environ 1/5 en plus, est certainement trop grande et d'ailleurs

l'examen des valeurs de m déduites des expériences faites dans le ballon noirci montre que ces deux causes d'erreurs sont négligeables et, en admettant même qu'elles existent, ne modifient pas les résultats.

3° Formule de Weber (1)

Cette formule ne s'applique pas aux basses températures, les valeurs de m varient dans des proportions considérables.

Il est à remarquer, cependant, qu'à partir de 100° centigrades jusqu'à 300, les valeurs de m sont très constantes et que la formule convient alors très bien ; elle prend même l'avantage sur celle de Stéfan.

On ne peut rien conclure pour un si petit intervalle de température (100 à 300), mais il n'est pas indifférent de rappeler que d'après un certain nombre de Physiciens, la loi de Weber représente bien mieux le phénomène du rayonnement total aux températures élevées que la loi de Stéfan.

Enfin, il reste encore une vérification que l'on peut faire au sujet des valeurs trouvées pour le rayonnement de 0 à 300° et des conséquences qui en résultent.

L'étude du pouvoir refroidissant de l'air, dans le grand ballon de verre et dans le ballon métallique noirci, a montré que ce pouvoir était exactement représenté par $np^c\ t^b$, avec $c = 0,45$ et $b = 1.232$. En le retranchant de la vitesse totale observée à la pression atmosphérique, on aura la vitesse due au rayonnement.

(1) Par suite d'une erreur matérielle, toutes les valeurs de m relatives à la formule de Weber sont différentes de celles qui ont été publiées dans ma note des *Comptes rendus* (t. CXXXIII, p. 813). J'avais pris, en effet, $m = 1,0042$, alors qu'il faut $m = 1,0043$. De même, les nombres du tableau XIV ne sont pas identiques à ceux indiqués dans la même note; ils proviennent d'une autre expérience. Comme on peut le voir, les conséquences que j'en avais déduites ne sont pas modifiées.

Ces valeurs sont inscrites dans le tableau XVII, auquel on a joint les vitesses directement observées dans le petit ballon de verre.

Tableau XVII

TEMPÉRATURES	VITESSES dans grand ballon verre (calculées)	TEMPÉRATURES	VITESSES dans petit ballon verre (mesurées)	VITESSES dans ballon noirci (calculées)	VALEURS DE m qui en résultent		
					Dulong et Petit $m \times 10^6$	Stéfan $m \times 10^{15}$	Weber $m \times 10^8$
280°81	0°16383	302°47	0°1878	0.17183	1874	1650	2918
269.33	0 15187	290 22	0.1736	0 16316	1976	1716	3018
257.73	0.14055	277.82	0.1598	0.14894	2008	1722	3009
245 93	0 12918	265 25	0.1469	0 13518	1912	1621	2993
234.04	0.11795	252 50	0 1348	0.12260	2061	1729	2976
221 97	0 10718	239 60	0.1226	0 11076	2098	1744	2973
209.70	0 09692	226.47	0.1114	0 10063	2151	1775	2992
197 28	0 08766	213 17	0 1008	0.08997	2169	1788	2978
184 68	0.07858	199 65	0 0903	0.08016	2213	1807	2970
171 90	0.06979	185 94	0 0800	0 07064	2235	1820	2947
158 92	0 06112	172.00	0.0705	0 06225	2273	1849	2945
145 73	0 05398	157.83	0 0618	0 05382	2286	1862	2913
132 33	0.04793	143.40	0 0531	0 04693	2343	1914	2945
118 71	0.04096	128 73	0.0459	0 03967	2356	1936	2905
104 66	0 03386	113.80	0.0379	0.03364	2415	1998	2998
90.76	0 02740	98.56	0 0304	0 02719	2407	2013	2876
76 39	0.02248	83 02	0.0240	0.02285	2455	2079	3019
61.74	0.01670	67 16	0.0177	0.01685	2501	2151	2901
46.81	0 01141	50.96	0.0122	0.01204	2518	2106	2866
31.54	0.00649	34.37	0.0075	0.00755	2502	2139	2821

Les vitesses ainsi calculées pour le ballon de verre de 16 centim. sont presque identiques à celles qui ont été mesurées dans celui de 8,3 centimètres ; elles sont légèrement plus faibles, ce qui doit être, puisque la boule employée dans le grand ballon pèse un peu plus que celle du petit ballon. Ceci montre bien, il me semble, que le vide avait été fait d'une façon presque parfaite.

Par contre, les vitesses ainsi calculées pour le ballon métallique noirci sont un peu plus *petites* que celles qui ont été mesurées ; s'il y avait eu un pouvoir réflecteur du verre, elles auraient dû au contraire être plus fortes. Le fait ne peut s'expliquer que si l'enceinte métallique était trop épaisse ou par le

dépôt du noir de fumée sur cette enceinte qui n'a peut-être pas été fait en suivant les instructions voulues; on sait, en effet, que si la couche de noir est trop faible ou trop épaisse, son pouvoir absorbant diminue.

Malgré cela, les valeurs de m relatives aux trois formules du rayonnement ont été calculées pour ces vitesses du ballon noirci et sont inscrites dans le même tableau. Elles montrent que les remarques déjà faites sont encore exactes ; et la supériorité de la formule de Weber aux températures supérieures à 100° en résulte également ; les valeurs de m relatives à la formule de Dulong et Petit et de Stéfan varient plus qu'avec les vitesses directement observées.

Ces expériences permettent de calculer la valeur de H du terme $\frac{HS}{PC} = m$, que j'appellerai coefficient d'émission du noir de fumée ; on peut, en effet, écrire :

$$m = \frac{HS}{PC}, \text{ d'où } H = m \times \frac{PC}{S} = m \times \frac{3{,}730}{12{,}566}$$

(H est exprimé en gramme-calorie par centimètre carré à la seconde).

Appliqué au cas de la formule de Stéfan on a :

à 300°	$E = 0{,}530 \times 10^{-12}$
à 200°	$E = 0{,}611 \times 10^{-12}$
à 100°	$E = 0{,}668 \times 10^{-12}$

Le coefficient d'émission n'avait jamais été déterminé par cette méthode. M. Christiansen (1), puis M. Kurlbaum (2), en déterminant le rayonnement en valeur absolue d'un corps noir entre 0 et 100°, ont trouvé $1{,}21 \times 10^{-12}$ et $1{,}28 \times 10^{-12}$, en supposant la loi de Stéfan exacte. Ces nombres sont du même ordre que ceux plus haut, mais bien plus grands,

(1) Christiansen. — *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 273, 1883.
(2) Kurlbaum. — *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 707, N° 8, 1898.

presque le double. Au contraire, M. Schleiermacher (1) trouve pour le platine $0{,}177 \times 10^{-12}$ vers 1117° et pour l'oxyde de cuivre $0{,}750 \times 10^{-12}$ vers 965°; de plus, la valeur de E va en augmentant avec la température.

Si l'on admet la formule de Weber, on en déduit depuis 100 jusqu'à 300°

$$E = \frac{PC}{S} \times 3399.10^{-8} = \frac{3{,}730}{12{,}566} 3399.10^{-8} = 9{,}80 \times 10^{-6}$$

Les calculs ont été faits pour divers corps et l'on a trouvé les valeurs suivantes, à de hautes températures (2) :

Platine nu.....	$2{,}29 \times 10^{-6}$
Platine recouvert d'oxyde de cuivre.....	$9{,}75 \times 10^{-6}$
Filaments divers de charbons pour lampes à incandescence, de....	13 à 17 $\times 10^{-6}$

On voit que la valeur ainsi trouvée pour le noir de fumée, $9{,}80 \times 10^{-6}$ est bien de l'ordre de grandeur des précédentes.

L'étude des valeurs de H est très importante, surtout aux températures très élevées et surtout en fonction de la longueur d'onde de la radiation, mais elle nécessiterait tout un ensemble d'expériences qui ne sont pas du cadre de ce travail.

(1) Schleiermacher. — *Wied. Ann.*, t. XXVI, p. 287.
(2) Conférences de M. Meslin; *loc. cit.*

CONCLUSIONS (1)

Par l'emploi d'un couple Cuivre-Constantan convenablement étalonné, j'ai pu déterminer avec précision des températures comprises entre + 300° et — 182°5 (air liquide) et étudier, sans termes de corrections, le refroidissement d'une sphère noire placée au centre d'une enveloppe sphérique, en verre ou noircie, ce qui réalise presque exactement le cas théorique.

En me bornant à l'action de l'air sec, j'ai trouvé que :

1° Dans un ballon en verre de 16 centim. de diamètre, le pouvoir refroidissant de l'air est représenté par l'expression de Dulong et Petit $np^c\, t^b$ ou $c = 0{,}45$, $b = 1{,}232$ depuis 759 millim. jusqu'à 15 millim. et pour des excès de température de 280 à 0° ; pour les pressions inférieures à 15 millim., les valeurs de b et de c augmentent toutes deux.

2° Dans un ballon à parois métalliques noircies de 14 cent. 5 de diamètre et pour des excès de 300 à 0°, le pouvoir refroidissant, depuis 50 millim. jusqu'à 4480 millim. (6 atmosphères), est encore représenté par la formule $np^c\, t^b$ avec $b = 1{,}232$, $c = 0{,}45$.

3° Cette formule représente également le pouvoir refroidissant d'une masse d'air indéfinie à température constante et calme.

Ces résultats généralisent la formule de Dulong et Petit qui n'avait guère été étudiée que pour des pressions inférieures à la pression atmosphérique et pour l'air confiné. Ils

(1) Compan. — *Comptes rendus*, t. CXXXIII, p. 813 et 1202 ; t. CXXXIV, p. 522.

confirment les conclusions théoriques de M. Boussinesq qui ont été énoncées presque simultanément.

4° Dans un ballon de verre de 8,3 centim. pour des pressions comprises entre 55 et 759 mill. 4, l'expression $np^c\ t^b$ convient encore, mais avec $b = 1{,}154$ et $c = 0{,}30$.

De 50 à 3 millim., la vitesse de refroidissement devient indépendante de la pression, ce qui permet, en admettant l'hypothèse d'une conductibilité de l'air, de la déterminer. J'ai trouvé que la conductibilité au zéro centigrade était 0,0000479 et qu'elle variait proportionnellement à la racine carrée de la température absolue, ce qui confirme la théorie de Clausius.

5° Lorsque l'air est animé d'un mouvement de translation avec une vitesse u, le pouvoir refroidissant est sensiblement représenté, pour les vitesses observées, par la formule $Kt\sqrt{u}$, conformément aux conclusions théoriques de M. Boussinesq.

6° En faisant le vide presque absolu dans le ballon de 8 cent. 3 et l'entourant de glace râpée (0°), d'un mélange de neige carbonique et d'éther (— 78°2) et d'air liquide (— 182°5), j'ai pu déterminer directement les vitesses du rayonnement de 300 à — 182°5 et y comparer les formules de Dulong et Petit, de Stéfan et de Weber.

L'examen montre que la formule $ma^\theta\ (a^t - 1)$ de Dulong et Petit ne s'applique à ces résultats que dans l'intervalle de 0 à 200° dans lequel ont opéré ces deux Physiciens ; en prenant pour m la moyenne donnée dans cet intervalle, les vitesses calculées de part et d'autre sont plus fortes que celles qui ont été observées.

La formule de Stéfan $m\ (T^4 - \Theta^4)$ est celle qui s'applique le mieux dans tout l'intervalle de température étudié ; toutefois à partir de 150° jusqu'à 300°, les valeurs de m vont en diminuant un peu.

Enfin, la formule de Weber $m\ (T n^{T} - \Theta n^{\Theta})$ ne s'applique pas aux basses températures ; mais à partir de 100° jusqu'à la limite extrême où j'ai opéré, elle prend l'avantage sur celle de Stéfan et représente bien mieux le phénomène du rayonnement total.

Vu et approuvé :
Montpellier, le 28 mai 1902.
Pour le Doyen de la Faculté des Sciences
L'Assesseur,
S. DAUTHEVILLE.

Vu et permis d'imprimer :
Montpellier, le 29 mai 1902.
Le Recteur,
Ant. BENOIST.

SECONDE THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

1° Détermination des Poids Moléculaires ;

2° Comparaisons des principales méthodes.

Vu et approuvé :
Montpellier, le 28 mai 1902.
Pour le Doyen de la Faculté des Sciences :
L'Assesseur,
S. DAUTHEVILLE.

Vu et permis d'imprimer :
Montpellier, le 29 mai 1902.
Le Recteur,
Ant. BENOIST.